Dossier de Candidature au diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

OPTIQUE CORPUSCULAIRE
PHYSIQUE DES ACCÉLÉRATEURS

François Méot
fmeot@cea.fr

CEA
http://www.cea.fr
DSM/DAPNIA/SEA[1]

Avril 1998

Jury

Pr. G. Chartier	INP-Grenoble, Président
Pr. J.-P. Longequeue	ISN-Grenoble, Rapporteur
Dr. J. Gareyte	CERN/SL/AP, Rapporteur
Pr. S.Y. Lee	Indiana Univ. (USA), Rapporteur
Pr. R. Coisson	Univ. di Parma (It), Rapporteur
Pr. Y. Petroff	Directeur de l'ESRF
Dr. O. Napoly	CEA/DSM/DAPNIA/SEA
Dr. A. Tkatchenko	CNRS/IN2P3/IPN-Orsay

[1]Direction des Sciences de la Matière, Département d'Astrophysique, de la Physique des Particules, de la Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée, Service d'Etude des Accélérateurs.

A Sylvaine,
à mes fils.

Table des matières

Table des matières i

1 Curriculum vitæ 1
1.1 Cursus . . . 1
1.2 Enseignement . . . 2
1.3 Encadrement scientifique . . . 2
1.4 Activités collectives . . . 4
1.5 Collaborations . . . 4
1.6 Missions et détachements à l'étranger . . . 5

2 Liste de publications 6
2.1 Rapports de revues . . . 6
2.2 Conférences et workshops . . . 6
2.3 Brevets . . . 7
2.4 Rapports internes CEA, CERN, FERMILAB, TRIUMF, etc. . . . 7

3 Activités professionnelles. Plan de l'exposé 9
Avertissement au lecteur . . . 9
3.1 Introduction . . . 9
3.2 Rayonnement synchrotron . . . 11
3.2.1 Travaux de thèse au CERN . . . 11
3.2.2 Une méthode de calcul numérique du rayonnement synchrotron . . . 14
3.2.3 Diagnostic au collisionneur LEP. Phénomènes d'interférences . . . 16
3.2.4 Rayonnement synchrotron basse fréquence . . . 17
3.2.5 Rayonnement synchrotron infrarouge et micro-onde . . . 19
3.2.6 Thèmes porteurs . . . 19
3.3 Période micro-électronique . . . 21
3.3.1 Utilisation du rayonnement synchrotron en microlithographie . . . 21
3.3.2 Les effets de proximité en microlithographie par faisceau d'électrons . . . 21
3.3.3 Le projet d'anneau à rayonnement synchrotron SIREM . . . 23
3.4 Accélérateurs circulaires . . . 24
3.4.1 Introduction . . . 24
3.4.2 Le LHC . . . 24
3.4.3 Traitement d'un problème d'optique au LHC . . . 25
3.4.4 Champs de fuite et défauts multipôlaires dans le LHC . . . 28
3.5 Transport de protons polarisés . . . 30
3.5.1 Une méthode de calcul numérique . . . 30
3.5.2 Application au transport de spin dans SATURNE . . . 31
3.5.3 Thème porteur . . . 32
3.6 Optique corpusculaire . . . 33
3.6.1 Uniformisation transverse d'un faisceau de particules . . . 33
3.6.2 Achromat au second ordre magnéto-électrostatique . . . 36
3.6.3 Thèmes porteurs . . . 37
3.7 Méthodes d'optique non-linéaire ; le code d'optique corpusculaire Zgoubi . . . 39
3.7.1 Intégration de l'équation de Lorentz . . . 40

3.7.2 Exemple de modèle de champ : multipôle magnéto et/ou électrostatique 41
3.7.3 Exemples d'application 42
3.7.4 Thèmes porteurs 42
3.8 Perspectives 44

Nomenclature **48**

Liste des figures **49**

Références **51**

Index **56**

1 Curriculum vitæ

François Méot

Adresse : 2C, place de l'Etoile, 38000 Grenoble
né le 27 Mars 1956 à Chamalières (Puy-de-Dôme)
Marié, 3 enfants (1, 11 et 20 ans)

1.1 Cursus

ETUDES

1973 Baccalauréat C, Académie de Bordeaux
1973-1975 Mathématiques Supérieures et Spéciales, Clermont-Ferrand
1975-1978 Ecole N$^{\underline{ale}}$ Supérieure de Physique, Institut National Polytechnique de Grenoble
1979-1981 Thèse au CERN, Genève, Suisse, soutenue à l'INP-Grenoble (déc. 1981)

LANGUES

Français et Anglais lu, parlé, écrit : couramment
Espagnol lu, parlé, écrit : pas couramment

EMPLOIS ANTERIEURS

08/1978-06/1979 Ingénieur de production en micro-électronique, Texas Instruments France, Cagnes-sur-Mer
07/1979-12/1981 Physicien (Fellow) au CERN, Genève, Suisse, Division SPS/ABM. Thèse sur le diagnostic par rayonnement synchrotron des faisceaux p et $\bar{p}$ du collisionneur Sp$\bar{p}$S
01/1982-07/1986 Commissariat à l'Energie Atomique, Grenoble, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI). Etudes expérimentales et théoriques concernant l'utilisation du rayonnement synchrotron en microlithographie X. Etudes expérimentales et théoriques concernant la microlithographie par faisceau d'électrons. Collaboration (avec le DRFMC, Commissariat à l'Energie Atomique, Grenoble) au projet d'anneau à rayonnement synchrotron SIREM
08/1986-12/1997 Commissariat à l'Energie Atomique, Saclay, Institut de Recherche Fondamentale (IRF), Laboratoire National Saturne (LNS, Laboratoire mixte CEA-IN2P3), Groupe Théorie. Optique corpusculaire, physique des accélérateurs

EMPLOI ACTUEL

Depuis 01/1998 CEA, Saclay, Direction des Sciences de la Matière (DSM), Service d'Etude des Accélérateurs (SEA). Optique corpusculaire, physique des accélérateurs

1.2 Enseignement

10/1984-06/1986 Enseignement de physique au CUEFA, en cycle de préparation aux écoles de l'INPG, Université de Grenoble. 27 heures par an d'octobre à mai
Depuis 1980 Participation à diverses formations, *e.g.*, l'une des premières : séminaire sur le rayonnement synchrotron à l'INP-Grenoble ($3^{éme}$ année Génie Physique et DEA) à l'invitation de G. Chartier, 1e 13 janvier 1981 ; l'une des plus récentes : participation pendant 2 jours à Ecole d'Accélérateurs d'Archamps du CERN, été 1994 : travaux dirigés de physique des accélérateurs sous la direction de W. Scandale (physicien CERN, équipes du LHC)
09/1987-06/1993 Enseignement de Mathématiques au CNAM (antenne du CEA-Saclay), 50 heures par an d'octobre à juin, cours et TD : Théorie des distributions, Transformations de Fourier et Laplace, Théorie des Probabilités. Sous la direction de H. Reinhard, titulaire de la Chaire au CNAM de Paris

1.3 Encadrement scientifique

Encadrement de stages

07-08/1985 Alain Charles, stage de $2^{ème}$ année de l'INSA-Toulouse. Lieu : Commissariat à l'Energie Atomique, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, Groupe Micro-électronique à semi-conducteurs, Grenoble. Travaux expérimentaux sur les effets de proximité en microlithographie par faisceau d'électrons, en relation avec un dépôt de brevet antérieur (Publi. [18]-p.7[1])
07-08/1989 Carole Fauquet, stage de fin de Maîtrise. Lieu : CEA/IRF/LNS, Groupe Théorie, Saclay. Dépouillement de résultats expérimentaux de spectrométrie magnétique et autres études concernant les expériences menées au LNS, CEA, Saclay, sur les décroissances rares du méson η, dans l'optique du projet de spectromètre dédié (Publis. [25,29,39,49]). Rapport de stage :Note CEA/IRF/LNS/GT (1989)
03/06/1991-06/09/1991 Denis Carvounas, stage de $2^{ème}$ année Institut d'Informatique des Entreprises. Lieu : CEA/IRF/LNS, Groupe Théorie, Saclay. Développement de codes de calcul d'optique corpusculaire, dans le but d'une application au transport de spin dans un solénoïde d'injection du synchrotron SATURNE du LNS (Publi. [42]) ainsi qu'à un projet de serpent sibérien (Publis. [34,36-38]). Rapport de stage : Suivi numérique de particules chargées dans un solénoïde, Note CEA/IRF/LNS/GT (1991)
10/02/1992-10/04/1992 Sophie Turlur, stage de $2^{ème}$ année de l'Ecole Polytechnique Féminine. Lieu : CEA/IRF/LNS, Groupe Théorie, Saclay. Développement de codes de calcul d'optique corpusculaire (Publi. [45]) ; application à l'étude du franchissement des résonances dépolarisantes dans le synchrotron SATURNE du LNS dans l'optique d'un projet de serpent sibérien (Publis. [34,36-38]). Rapport de stage : Simulation des effets dépolarisants dans le synchrotron SATURNE pour la mise au point du logiciel de tracé de trajectoires Zgoubi, Note CEA/IRF/LNS/GT (1992)
05/1997-07/1997 Alexis París, Under-Graduate Student de l'Université de Mayaguez, Puerto-Rico, stage de fin de $4^{ème}$ année. Lieu : Laboratoire FERMILAB, Beams Division, Physics Department, Batavia, Illinois, USA, dans l'équipe de la collaboration CERN-US sur le

[1]Les références de la forme "Publi. [*Num.*]-p.*Num.*" renvoient à la liste de publications donnée en Section 2, pages 6 à 8 ; les autres références entre [ ] renvoient à la liste des références, pages 51-55.

projet LHC. Etude des effets de certaines non-linéarités optiques sur la dynamique des protons dans le collisionneur LHC du CERN. Rapport de stage : The LHC project error effects inside the low-β magnets, Note FERMILAB/BD/Phys (July 1997), et Publi. [68]-p.8

Encadrement de thèses, DEA, Post-Doc

10/1984-07/1986 Responsable de Thèse de Hervé Dugourd, Ingénieur ENSIEG, INP-Grenoble. Lieu : Commissariat à l'Energie Atomique, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, Groupe Micro-électronique à semi-conducteurs, Grenoble. Sujet : Simulation de l'interaction électrons-matière par méthode de Monte Carlo. Application aux effets de proximité en microlithographie par faisceau d'électrons (Publis. [15]-p.7 et [19]-p.6)[2]
09/1987-06/1989 Accompagnement des travaux de Thèse de Philippe Audy, Ingénieur ECAM - en particulier en matière de développement de code d'optique corpusculaire. Responsables de thèse : A. Tkatchenko et G. Leleux, CEA/IRF/LNS, Groupe Théorie, Saclay. Lieu : CEA/IRF/LNS, Groupe Théorie, Saclay. Sujet : Le mouvement transverse dans un accélérateur affecté de non-linéarités hexapôlaires. Application au problème de l'ouverture dynamique. Thèse soutenue le 15 juin 1989, Univ. Paris-sud, Centre d'Orsay
06/1988-09/1989 Co-encadrement (avec N. Willis, IPN-Orsay) des travaux de W. Rösch, Post-Doc à l'IPN-Orsay. Lieu : Commissariat à l'Energie Atomique, Institut de Recherche Fondamentale, Laboratoire National SATURNE. Sujet : traitement des cartes de champ magnétique mesurées du spectromètre SPES III (Publi. [28]-p.8)
09/1993-12/1994 Co-encadrement (avec W. Scandale, CERN/SL/AP) de Xiaoan Luo, Post-Doc en détachement du Collisionneur BEPC de Beijing, dans le groupe de physique des accélérateurs CERN-SL-AP, CERN, Genève. Thème traité durant ce séjour : "Versions 3 et 4" de l'optique du projet de collisionneur LHC du CERN (Publis. [52,53]-p.8 et [54]-p.6)
09/1993-12/1993 Accompagnement des travaux et co-encadrement du stage de "Diplomarbeit in Physik" de Klaus Hanke, du Physikalische Institute RWTH, Aachen, Allemagne. Lieu : Groupe d'Instrumentation CERN/SL/BI, CERN. Sujet : Diagnostic tri-dimensionnel des paquets d'électrons et positrons du LEP par rayonnement synchrotron. Rapport de stage : Measurements of the bunch length of LEP with a streak camera and comparison with results from LEP experiments, CERN SL/Note 95–65 (BI), CERN, 13/06/95, et Report PITHA 94/1, Physikalische Institute RWTH, Aachen, Germany, May 1994.
06/1994-08/1996 Co-encadrement, avec Dr. G. Mülhaupt (ESRF), de la thèse de Christophe Denise. Participation au jury. Lieu de la thèse : ESRF, Grenoble. Sujet : Etude de la lumière synchrotron émise par des quadrupôles et des champs de fuite de dipôles. Intérêt pour le diagnostic machine. Thèse soutenue le 11-09-96 à l'Univ. Paris XI, Orsay. Jury : P. Chavel (Dir.), G. Chartier (Rapp.), R. Coisson (Rapp.), F. Méot, D. Joyeux, G. Mülhaupt

[2]H. Dugourd a été recruté par EDF à l'automne 1986, et en conséquence a interrompu sa thèse.

1.4 Activités collectives

"Referee" à Physical Review (American Physical Society Review) depuis 1995

Article revus

- Ian C. Hsu, Investigating the sensitivities of the photon beam line flux with a deforming electron beam orbit, Phys. Rev. E 55, 6011 (1997)
- Z. Huang and R.D. Ruth, Effects of focusing on radiation damping and quantum excitation in electron storage rings, to be published in Phys. Rev. Lett., 1998

"Referee" à Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, depuis la création de cette nouvelle revue (intégralement électronique, émanation de la précédente) en janvier 1998,

Actuellement membre du comité de programme du Workshop "Beam dynamics and optimization", St Petersbourg, Russie, depuis 1995.

1.5 Collaborations

Nos activités de physique des accélérateurs s'accompagnent de moult collaborations, avec des laboratoires nationaux ou étrangers. Ce mode de fonctionnement signifie bien entendu une interaction forte et donc, d'une certaine manière, une participation *de facto* à l'orientation des recherches et à la conception des machines ou expériences concernées.

A titre d'exemple je mentionne ci-après, par ordre chronologique, celles de ces collaborations dans lesquelles j'ai été plus particulièrement impliqué. Certaines ont éventuellemnt motivé un détachement ou une mission dans le laboratoire concerné, ainsi que détaillé dans ce curriculum vitæ en Section 1.6.

- Spectromètre QD à Kaons du laboratoire GSI, Darmstadt [58, 59] (Publi. [22]-p.7).
- Projet de recirculateur à électrons (Publi. [27]-p.8), devenu projet ELFE, impliquant plusieurs laboratoires francais et européens (Publi. [47]-p.8) : CEA-Saclay, IN2P3/ISN-Grenoble, CERN, INFN-Milano, NIKHEF-Amsterdam, Univ. de Bonn, Bergische Universität-Wuppertal, INFN-Frascati, LAL-Orsay, etc. J'ai à cette occasion organisé le séjour au LNS de J. Doornbos [62, 63], Physicien de TRIUMF, Vancouver, Canada, pendant 1,5 an en 1991-1992, financé par son laboratoire.
- Microsonde nucléaire du Laboratoire Pierre Sue, CEA, Saclay (Publi. [44]).
- Conception de la ligne à Kaon de 800 MeV/c du Brookhaven National Laboratory (Upton, NY, USA) (Publis. [33,78]).
- Installation et mise en œuvre du code d'optique corpusculaire Zgoubi, au laboratoire GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Cæn).
- Conception de l'optique de l'extrémité à haute énergie de l'installation de spallation TRISPAL, en collaboration avec les équipes de la Division des Applications militaires du CEA, Bruyères-le-Châtel (Publis. [41,55,57-59,62-64]).
- Conception du projet de Large Hadron Collider, en détachement au CERN, Genève (Publis. [52,54]).
- Conception du projet de Large Hadron Collider, en détachement au laboratoire FERMILAB (Batavia, IL, USA) (Publis. [66-68,67]).

1.6 Missions et détachements à l'étranger

A plusieurs reprises, dans le cadre d'activités particulières ou à la faveur de collaborations impliquant mon laboratoire, j'ai été amené à travailler en mission ou détachement dans des laboratoires étrangers, souvent comme invité scientifique :

07 et 08/1989 Université Ben Gurion du Negev (Israël), Département de Physique, Beer-Sheva, Israël. Invité. Etude d'un projet de spectromètre à grande acceptance associé au spectromètre SPES II du Laboratoire National SATURNE, dans le cadre du programme d'expériences de décroissances rares du méson η, au LNS, CEA, Saclay

05-10/1990 TRIUMF, Université de British Columbia, Vancouver, Canada. En mission pour le CEA/IRF/LNS, dans le cadre du contrat de collaboration quinquénal LNS-TRIUMF. Implantation du code d'optique corpusculaire Zgoubi ; conception et réglage de la ligne à Kaon LESB3 du laboratoire BNL (New-York)

07 et 08/1991 Université Ben Gurion du Negev, Département de Physique, Beer-Sheva, Israël. Invité. Etude d'un projet de spectromètre à grande acceptance associé au spectromètre SPES II, dans le cadre du programme d'expériences de décroissances rares du méson η, au LNS, Saclay

06 et 07/1992 JINR, Dubna, Russie. Invité. Implantation du code d'optique corpusculaire Zgoubi

09/1993-12/1994 CERN SL/AP (Accelerator Physics Group), Genève, Suisse. "Associate Physicist". Conception de l'optique du LHC, Versions 3 et 4 ; études diverses sur le LHC. Etude et résolution d'un problème d'interférences en rayonnement synchrotron au collisionneur LEP

09/1996-09/1997 FERMILAB, Batavia, IL, USA, "Guest Scientist" sous contrat DOE (Department Of Energy), en détachement du CEA. Conception du collisionneur LHC du CERN, dans le cadre de la collaboration CERN-US. Etudes diverses concernant les accélérateurs de FERMILAB

2 Liste de publications

Les publications sont classées en quatre grands groupes : rapports de revues (Section 2.1), conférences et workshops (Section 2.2), brevets (Section 2.3), et rapports internes (Section 2.4). Les numéros en vis-à-vis correspondent à l'ordre chronologique.

2.1 Rapports de revues

5. R. BOSSART, J. BOSSER, L. BURNOD, E. d'AMICO, G. FERIOLI, J. MANN et F. MÉOT, Proton beam profile measurements with synchrotron light, CERN/sps/80-8 (ABM), 18 June 1980, and NIM 184 (1981) 349

10. A. HOFMANN and F. MÉOT, Optical resolution of beam cross-section measurement by means of synchrotron light, CERN/ISR-TH/82-04 (1982), NIM 203 (1982) 483

14. J. BOSSER, L. BURNOD, R. COISSON, G. FERIOLI, J. MANN and F. MÉOT, Characteristics of the radiation emitted by protons and antiprotons in an undulator, J. Phys. Lett. 45 (1984) L-343-351

29. A. MOALEM, F. MÉOT, G. LELEUX, J.P. PENICAUD, A. TKATCHENKO, P. BIRIEN, A modified QDD spectrometer for η meson decay measurements, NIM A289 (1990) 168-175

34. F. MÉOT, A numerical method for combined spin tracking and raytracing of charged particles, CEA/LNS/GT/91-05 (1991), NIM A313 (1992) 492-500

46. F. MÉOT, Generalization of the ZGOUBI method for raytracing to include electric fields, CEA/LNS/GT/93-09 (1993), NIM A340 (1994) 594

49. A. MOALEM, F. MÉOT, A feasibility study of toroidal magnets for η meson rare decays into charged particles, CEA/LNS/GT/94-05, NIM A355 (1995) 268-277

56. F. MÉOT, On the effects of fringe fields in the LHC ring, CEA/DSM/LNS/GECA/GT 95-06 (1995), Proc. Workshop on Single-particle effects in Large Hadron Colliders, Montreux, Switzerland, 15-21 oct. 1995, Particle Accelerators, Vol. 52, 1996

58. F. MÉOT, T. ANIEL, Principles of the non-linear tuning of beam expanders, CEA/DSM/LNS/GECA/GT 95-10 (1995), NIM A 379 (1996) 196-205

76. F. MÉOT, A theory of low frequency, far-field synchrotron radiation, Rapport CEA/DSM/DAPNIA/SEA-98-05, février 1998. Submitted for publication in Particle Accelerators (Feb. 1998)

2.2 Conférences et workshops

3. R. BOSSART et als., Proton beam profile monitor using synchrotron light, Proc. Int. Conf. Accel., CERN (1980)

17. M. BELAKHOVSKI et F. MÉOT, La lithographie par rayons X, CEA/CENG/LETI/MSC/1506 (1985), Séminaire SFP, CEA, Grenoble, 1985

19. B. DAL'ZOTTO, H. DUGOURD, M. LERME, F. MÉOT, Advances in proximity effects measurement and correction in electron beam lithography, Proc. 3rd M.E. Intern. Conference Rotterdam (1985) 105-112

33. F. MÉOT, Third order tuning of the Brookhaven National Laboratory Kaon beam line, Proc. Workshop 'Science at Kaon Factory', TRIUMF, Vancouver, Canada, 23-28 July 1990

35. P. LAPOSTOLLE, F. MÉOT, S. VALERO, A new dynamics code for electrons, protons and heavy ions in LINACS with long accelerating elements, Proc. 1990 LINAC Conf., Albuquerque, N.M., USA, 10-14 Sept. 1990.

36. F. MÉOT, A numerical method for combined spin tracking and raytracing of charged particles, Proc. EPAC 92, 747-749 Berlin, 24-28/3/92

50. F. MÉOT, The raytracing code ZGOUBI, CERN SL/94-82 (AP) (1994), 3rd Intern. Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism, CERN, Geneva, Switzerland, 19-21 Sept. 1994

54. W. SCANDALE et als., The lattice of the CERN Large Hadron Collider, Proc. PAC-ICHEA conf., 1-5 May 1995, Dallas, Texas, USA

55. F. MÉOT and T. ANIEL, On beam uniformization by non-linear optics, CEA/DSM/LNS/GECA/GT 95-05 (1995), 2-nd Intern. Workshop on Beam Dynamics and Optimization, Faculty of Applied Mathematics, St-Petersburg, Russia, 4-8 July 1995

59. F. MÉOT, T. ANIEL, Non-linear tuning and halo transport in beam expanders, Proc. EPAC96 Conf., Sitges, Spain, 1996

60. F. MÉOT, Synchrotron radiation interferences between small dipoles at LEP, Proc. 1996's ICFA workshop on 4-th generation SR sources, ESRF, Grenoble (Jan. 1996)

61. F. MÉOT, Production du rayonnement synchrotron ; applications au LEP et au LHC, Proc. 7èmes Journées d'Etudes de SATURNE, Ramatuelle, 29/01-02/02/1996, CEA/DSM/LNS, CEA-Saclay (1996)

65. C. BOVET, A. BURNS, F. MÉOT, M. PLACIDI, E. ROSSA, J. DE VRIES, Synchrotron radiation interferences between small dipoles at LEP, Report FERMILAB-Conf-97-155, 1997, Proc. PAC-97 Conf., Vancouver, BC, Canada, 1997

67. F. MÉOT, Perturbation of the Periodic Dispersion Under Beam Crossing Optics in LHC, FNAL Report FERMILAB-Conf-97-156, 1997, Proc. PAC-97 Conf., Vancouver, BC Canada, 1997

73. F. MÉOT, On synchrotron radiation interferences, CEA/DSM/DAPNIA/SEA/97-19, CEA-Saclay, déc. 1997, Proc. SOLEIL Workshop on infrared synchrotron radiation, Gif-sur-Yvette, France, 8-9 Dec. 1997

74. F. MÉOT, Low frequency synchrotron radiation from a $(2\rho/\gamma)$-long dipole, CEA/DSM/DAPNIA/SEA/97-20, CEA-Saclay, déc. 1997, Proc. SOLEIL Workshop on infrared synchrotron radiation, Gif-sur-Yvette, France, 8-9 Dec. 1997

77. F. MÉOT, A high brightness infrared synchrotron radiation insertion device, To be presented at EPAC98 Conf., Stockholm, Sweden, 1998

2.3 Brevets

18. F. MÉOT, Compensation des effets de proximité en lithographie électronique par exposition complémentaire aux U.V., Demande de Brevet Européen, BREVATOME, dépôt INPI Num. EN8600939 (01/1986)

20. F. MÉOT, Procédé de microlithographie optique par contact, Demande de Brevet Européen, BREVATOME, dépôt INPI Num. EN8601705 (02/1986)

75. F. MÉOT, Procédé et dispositif de production de rayonnement synchrotron infra-rouge, Demande de Brevet, BREVATOME, dépôt INPI Num. 98 02073 (20/02/1998)

2.4 Rapports internes CEA, CERN, FERMILAB, TRIUMF, etc.

1. F. MÉOT, Alliages amorphes pour mémoires à bulles magnétiques, CEA/CENG/LETI/MBM Rapport de stage (1977)

2. F. MÉOT et P. BILLION, L'énergie éolienne, réalisation d'un rotor de type Darrieus, CEA/CENG/ASP Rapport de stage, 2 vols. (1978)

4. J. BOSSER et F. MÉOT, Effet Compton au SPS, mesure de profil du faisceau, CERN/SPS/AMB/80-17 (1980)

6. J. BOSSER, L. BURNOD, F.MÉOT, A RICHE, Projet d'ondulateur magnétique, CERN/SPS/ABM/JB/80-8, (03/04/1980)

7. U. JANSSON, R. KEIZER, F. MÉOT, M. MOTTIER, Construction of an undulator magnet for 270 GeV p and $\bar{p}$, CERN/SPS/EMA/Note 81-19, 30 Aug. 1981

8. F. MÉOT, Mesure de profil par rayonnement ondulateur des faisceaux de protons et antiprotons PhD Thesis of INP-Grenoble, France, Divisional Report CERN/SPS/ABM 81-21 (1981)

9. F. MÉOT, Programme de calcul du temps d'exposition des résines sensibles aux R-X, CEA/CENG/LETI/MSC/1431, 6 août 1982

11. J. BOSSER, R. COISSON, A. HOFMANN, F. MÉOT, Possible uses of synchrotron light for e+,e- beam profile monitoring in LEP and SPS, CERN/LEP Note 397, 21 June 1982

12. F. MÉOT et M. BELAKHOVSKI, Les différentes sources de lumière synchrotron, CEA/CENG/LETI/MSC/1453 (1983)

13. F. MÉOT et J. HARTMAN, Mesures dimensionnelles sur les circuits intégrés, CEA/CENG/LETI/MSC/1454, 22 avril 1983

15. B. DAL'ZOTTO, H. DUGOURD, M. LERME, F. MÉOT, Simulation de l'interaction électrons-matière par méthode de Monte-Carlo. Application à l'étude des effets de proximité en microlithographie, CEA/CENG/LETI/MSC/1491 (1985)

16 F. MÉOT et als., Masquage électronique : premiers niveaux M.O.S. denses en $0.2\,\mu m$, Compte-rendu de mission, Philips, Eindhoven, 24-27 mars 1986

21. T. ANIEL, J. M. FILHOL, F. MÉOT et J. PAYET, Commandes et contrôles de MIMAS, CEA/IRF/LNS, Bulletin Interne de SATURNE Num.12 (1987)

22. A. TKATCHENKO et F. MÉOT, Calculs optiques pour le spectromètre à kaons de GSI, CEA/LNS/GT/88-07 (1988)

23. F. MÉOT, A. MOALEM, J.P. PENICAUD, A. TKATCHENKO, G. LELEUX, Modified SPES II for studying η decays at SATURNE, CEA/LNS/GT/88-08, 31-05-1988

24. F. MÉOT et S. VALÉRO, Manuel d'utilisation du code ZGOUBI, CEA/LNS/GT/88-13 (1988)

25. A. MOALEM, F. MÉOT, G. LELEUX, J.P. PENICAUD, A. TKATCHENKO, Eta decays analyses with the modified SPES II, CEA/LNS/GT/88-14 (1988)

26. F. MÉOT et N. WILLIS, Raytrace computation with Monte Carlo simulation of particle decay, CEA/LNS/GT/88-18 (1988)

27. A. BECK, E KLEIN, G. LELEUX, F. MÉOT, A TKATCHENKO, S. VALERO, Contribution à l'étude d'un accélérateur à électrons de 4 GeV, CEA/LNS/DIR/89-05 (1989)

28. W. RÖSCH, M. BOIVIN, R. BRIZZI, M. P. COMETS, Y. Le BORNEC, E. LOIRELEUX, F. MÉOT, B. TATISCHEFF and N. WILLIS, Creation of a unique field map for the spectrometer SPES III from measured maps of the focal and fringing fields, CNRS/IN2P3/IPNO-DRE-89-31, Sept. 1989

30. F. MÉOT, Raytracing in 3-D field maps with ZGOUBI, CEA/LNS/GT/90-01 (1990)

31. P. LAPOSTOLLE, F. MÉOT, E. TANKE, S. VALÉRO, A new dynamic code for electrons, protons and heavy ions in linacs with long accelerating elements, CEA/LNS/GT/90-04 (1990)

32. F. MÉOT et S. VALÉRO, ZGOUBI user's guide, CEA/LNS/GT/90-05 (1990), TRIUMF/TRI/CD/90-02 (1990)

37. G. LELEUX, F. MÉOT, A. TKATCHENKO, Etude préliminaire des effets d'un solénoïde sur la dynamique des faisceaux dans SATURNE, CEA/LNS/GT/91-06 (1991)

38. G. LELEUX, F. MÉOT, A. TKATCHENKO, Influence d'un solénoïde sur le processus d'extraction des faisceaux de SATURNE, CEA/LNS/GT/91-07 (1991)

39. F. MÉOT et A. MOALEM, A toroidal magnet for the study of rare decays of the η meson at the LNS, CEA/LNS/GT/92-02 (1992)

40. F. MÉOT, Focusing in the LINAC (Phase 1) CEA/LNS/GT/ME/92-05 (1992)

41. F. MÉOT, Système d'expansion de faisceaux, CEA/LNS/GT/92-13 (1992)

42. F. MÉOT, J.L. LEMAIRE, Etude du transport de spin dans une version blindée du solénoïde SOLSPIN, CEA/LNS/GT/92-14 (1992)

43. P. LAPOSTOLLE, F. MÉOT, E. TANKE, S. VALÉRO, Dynac user's guide, Internal reports CERN/PS and CEA/LNS (1992), unpublished.

44. F. MÉOT et A. TKATCHENKO, Premiers résultats de l'étude du transport de faisceau de la microsonde du Laboratoire Pierre Sue, CEA/LNS/GT/93-04 (1993)

45. F. MÉOT, S. VALÉRO, Zgoubi users' guide - Version 3, CEA/LNS/GT/93-12 (1993)

47. Status report, Electron Laboratory For Europe, Accelerator Technical Proposal, Published by CNRS-IN2P3, ISN, Grenoble, France, 1994.

48. F. MÉOT, Synchrotron radiation interferences at the LEP miniwiggler, CERN SL/94-22 (AP) (1994)

51. F. MÉOT, T. TORTSCHANOFF, Combined function focusing, combined function superconducting dipole, for Large Hadron Colliders, CERN SL/Note 94-97 (AP) (1994)

52. X. LUO, F. MÉOT and W. SCANDALE, The LHC lattice, version 3, CERN SL/94-98 (AP) (1994)

53. A. GARREN, X. LUO, F. MÉOT and W. SCANDALE, The LHC lattice, version 4, CERN SL/95-06 (AP) (1995)

57. F. MÉOT, Schéma de ligne à haute énergie et système d'expansion de faisceau pour TRISPAL, CEA/DSM/LNS/GT 95-07 (1995)

62. F. MÉOT, Expander de faisceau de TRISPAL : variantes d'empreintes à la cible ; confinement du, halo ; calcul des ouvertures optiques, CEA/DSM/LNS/GT 96-04 (1996)

63. F. MÉOT et P. HARDY, Caractéristiques techniques de la ligne à haute énergie de TRISPAL, CEA/DSM/LNS/GT 96-06 (1996)

64. F. MÉOT, Halo transport and non-linear envelopes in beam expanders, CEA/DSM/LNS/GT 96-05 (1996)

66. F. MÉOT, Crossing angle induced dispersion in LHC, FNAL Report FERMILAB-TM-2001, June 1997

68. F. MÉOT and A. PARÍS, Concerning effects of fringe fields and longitudinal distribution of b_{10} in LHC low-β regions, FNAL Report FERMILAB-TM-2017, Aug. 1997.

69. F. MÉOT, On the effects of fringe fields in the Recycler ring, FNAL Report FERMILAB-TM-2016, Aug. 1997.

70. F. MÉOT and S. VALÉRO, Zgoubi users' guide - Version 4, FNAL Report FERMILAB-TM-2010, Aug. 1997, CEA/DSM/DAPNIA/SEA-97-13, Oct. 1997

71. F. MÉOT, Correction of vertical crossing induced dispersion in LHC, CEA/DSM/DAPNIA/SEA-97-15, Nov. 1997, FNAL Report FERMILAB-TM-2020, Nov. 1997, LHC Note 122, CERN, Dec. 1997

72. C. BOVET, A. BURNS, F. MÉOT, M. PLACIDI, E. ROSSA, J. DE VRIES, Synchrotron radiation interferences between short dipoles at LEP, CERN SL/97-59 (BI), Nov. 1997

78. P. PILE, I-H. CHIANG, K. K. LI, C. J. KOST, J. DOORNBOS, F. MÉOT et als., A two-stage separated 800-MeV/c Kaon beamline, TRIUMF and BNL Preprint, to be published

3 Activités professionnelles. Plan de l'exposé

Avertissement au lecteur

Les notations et autres abréviations utilisées sont généralement explicitées au fil du texte. Elles sont à toutes fins utiles récapitulées dans la table de nomenclature, page 48.

La plupart des publications de revues, conférences et autres brevets de l'auteur citées en référence dans le texte peuvent être trouvées dans l'annexe à ce document.

3.1 Introduction

Mes activités professionnelles, depuis 1982, s'inscrivent dans les programmes de recherche du Commissariat à l'Energie Atomique. Les Sections qui suivent en exposent certains moments significatifs, supposés en être un bon reflet.

On peut résumer le contexte professionnel de la façon suivante.

A la suite de ma thèse au CERN (1979-81) mon double profil d'ingénieur de production en micro-électronique acquis à Texas Instruments France, en 1978-79, (cf. CV page 1) et de physicien du rayonnement synchrotron acquis au CERN (Section 3.2.1) m'a valu d'être recruté début 1982 au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, Commissariat à l'Energie Atomique, Grenoble, sur les programmes de microlithographie par rayonnement synchrotron X, auxquels j'ai contribué jusque vers 1984, époque à laquelle le LETI a décidé l'abandon de ces programmes conjointement au regroupement des forces en microlithographie par UV et par faisceau d'électrons. C'est dans ce dernier domaine que je me suis investi jusqu'en 1986. C'est ce que j'appelle la "Période micro-électronique", Section 3.3.

A la suite de ces ré-orientations de programmes j'ai demandé - et obtenu en 1986, de poursuivre des activités de physique des accélérateurs circulaires au sein du Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE[3] (laboratoire mixte CEA-CNRS), Institut de Recherche fondamentale, Commissariat à l'Energie Atomique, Saclay. Ces activités constituent la majeure part de la matière ici présentée ; elles sont des fragments des recherches menées à bien par le Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE, petite équipe de 5 à 7 (selon les années) ingénieurs docteurs, sous la responsablilté d'A. Tkatchenko, du CNRS/IN2P3[4], IPN-Orsay.

Finalement, le LNS ferme cette année (1998) après 40 années d'activités. Ses équipes sont regroupées depuis janvier 1998 avec celles du Service d'Etude des Accélérateurs (SEA) du Département d'Astrophysique, de la Physique des Particules, de la Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée (DAPNIA), Direction des Sciences de la Matière[5], CEA, Saclay. Le SEA est à l'origine spécialisé dans des activités liées aux accélérateurs linéaires, en particulier la conception et la mise en œuvre de cavités accélératrices supraconductrices à fort gradient accélérateur. L'histoire de cette symbiose entre les deux mondes des accélérateurs circulaires et linéaires reste à faire.

Parmi les travaux qui m'ont incombé jusqu'à présent je choisis de présenter dans ce rapport un certain nombre de calculs et autres méthodes d'investigation du domaine de l'optique corpusculaire dont je suis l'acteur principal et qui se distinguent par leur caractère d'originalité, d'inventivité ou d'innovation. A ce titre, quand des formules du texte apparaissent encadrées, il s'agit de résultats originaux dont je suis l'auteur. Cette présentation respecte l'ordre chronologique dans lequel j'ai abordé ces différents thèmes d'études au cours de ma carrière.

[3]LNS sur web : http://www-lns.cea.fr.
[4]IN2P3 sur web : http://www.in2p3.fr.
[5]DSM sur web : http://www-dsm.cea.fr.

D'une façon générale l'exposé s'appuye sur les publications dont je suis l'auteur ou le co-auteur (celles recensées en Section 2, pp. 6-8, dont nombre sont jointes en Annexe à ce document) ainsi que sur moult autres références, l'ensemble listé pp. 51-55.

En forme de conclusion à chacun des grands thèmes abordés dans ce document, je m'attache à montrer comment les recherches présentées ouvrent la voie à des domaines ou des prolongements susceptibles de donner matière à études. L'exposé est conclu par un bref rappel des perspectives actuelles en matière de grands instruments pour la physique des hautes énergies, source inépuisable de thèses, post-doc et autres stages de recherche.

3.2 Rayonnement synchrotron

Mes premières armes dans le domaine des accélérateurs circulaires remontent à ma thèse au CERN[6], en 1979-81, et concernent le diagnostic par rayonnement "onduleur" [1]-[5] dans le collisionneur Spp̄S [6, 7] (Section 3.2.1), travaux que j'ai poursuivis au-delà de 1981 par des recherches sur les propriétés particulières de ce type de rayonnement [8].

J'ai depuis apporté plusieurs innovations dans le domaine du rayonnement synchrotron comme par exemple le développement d'outils de calcul numérique (Section 3.2.2) qui ont accompagné la mise en évidence et l'interprétation théorique d'interférences entre dipôles courts [9, 10] dans l'installation de diagnostic par rayonnement synchrotron du LEP[7][11] ainsi que résumé en Section 3.2.3 ; ce sujet m'a amené à co-encadrer un stage de "Diplomarbeit" au CERN [12], puis ultérieurement une thèse à l'ESRF[8] [13].

Ces études ont permis de mettre en évidence des propriétés particulières du rayonnement synchrotron à basse fréquence, qui m'ont amené à développer une théorie nouvelle [14] (quand le modèle classique communément admis jusqu'à présent [15, 16] s'avère faux à basse fréquence) que je résume en Section 3.2.4, ainsi qu'au dépôt d'un brevet d'invention concernant la production de rayonnement synchrotron infrarouge et micro-onde à haute brillance [17] (Section 3.2.5).

3.2.1 Travaux de thèse au CERN

Mes premières activités dans le domaine des accélérateurs datent de ma thèse de l'INP-Grenoble, "Mesure de profil par rayonnement ondulateur des faisceaux de protons et antiprotons", réalisée au CERN de juin 1979 à décembre 1981 [18] sous la direction de Mr. J. Bosser. J'y ai participé à la conception et la réalisation d'un dispositif de diagnostic des faisceaux p et $\bar{p}$ basé sur l'émission de rayonnement synchrotron visible dans un aimant "onduleur", ainsi qu'à l'installation de ce dispositif dans le tunnel du Spp̄S lors de l'arrêt d'un an de 1980-81 consacré à la transformation de l'anneau de stockage SPS (Super Proton Synchrotron [6]) en collisonneur (Spp̄S) [7], puis j'ai pris part aux premières exploitations en diagnostic, qui ont précédé de quelques mois la mise en évidence des bosons intermédiaires $W^{\pm}$ et Z^0 pour laquelle avait été conçu ce collisionneur.

L'émission de rayonnement synchrotron onduleur par des (anti)protons constituait une première. Ce n'était en outre que la deuxième fois que l'on observait le rayonnement synchrotron émis par des protons[9]. Les étapes importantes de ma thèse [18] sont les suivantes :

Conception de l'aimant onduleur et mesures magnétiques [1]-[3], calcul du spectre de rayonnement synchrotron onduleur associé

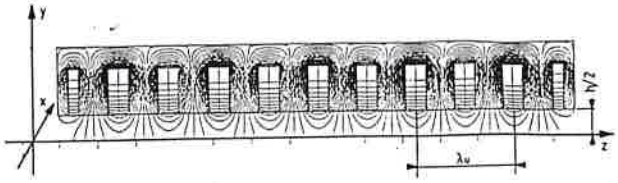
La Fig. 1 montre une demi-culasse de l'aimant, qui génère ainsi une suite de 5 oscillations sinusoïdales du champ magnétique, de période $\lambda_u = 8{,}8$ cm. Il en résulte une densité spectrale de rayonnement présentant un maximum dans la région $\nu \approx 2\gamma^2 c/\lambda_u$, choisie dans le visible pour l'énergie de stockage de 270 GeV.

[6] CERN sur web : http://www.cern.ch.

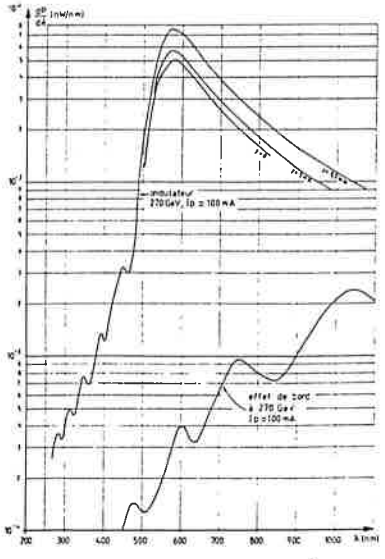
[7] La performance de ces outils a été mise en évidence lors de l'étude des interférences au LEP, par le fait que des tentatives de simulation au moyen d'autres codes de calcul avaient auparavant échoué. Le succès de mes travaux de simulation est dû à la méthode numérique que j'ai développée pour la circonstance, telle qu'exposée en Section 3.2.2.

[8] ESRF sur web : http://www.esrf.fr.

[9] La première observation mettait en jeu le rayonnement synchrotron par "effet de bord", au SPS aussi, en 1979 [19].

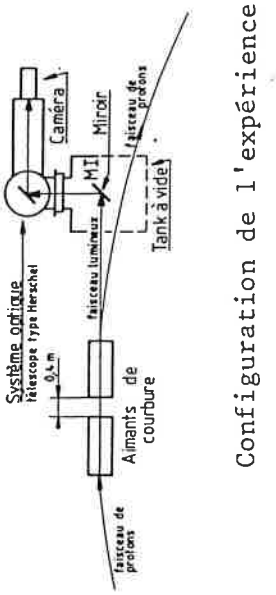


Lignes de flux dans l'ondulateur



Spectre du rayonnement
(y = cote du faisceau de particules dans l'entrefer de l'aimant)

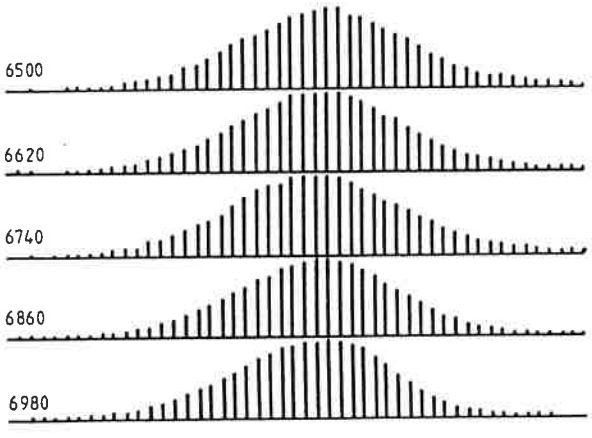
Figure 1: Figure de gauche : demi-culasse de l'aimant onduleur. Figure de droite : spectre rayonné par un faisceau de protons de 270 GeV, et spectre de l'effet de bord qui montre le gain ainsi obtenu.



Configuration de l'expérience

SYNCHROTRON LIGHT HORIZONTAL PROFILE 1980-03-26-10:19:09

T	P	IP	SUM	VMAX	MU	SIG	2X	EM
6500	322.0	1806	54.8	1.7	28.1	7.5	3.3	31.3
6620	335.1	1808	73.8	2.2	27.5	7.4	3.3	32.1
6740	348.4	1808	76.1	2.1	27.2	7.6	3.3	34.7
6860	362.0	1808	130.2	3.8	27.0	7.1	3.1	31.8
6980	375.7	1808	262.9	7.9	26.3	6.7	2.9	29.4



T : instant de la mesure (ms)
P : énergie des protons (GeV)
IP : nombre de protons (x 10^{10})
SUM : intégrale du profil
MU : moyenne en nombre de lignes
SIG : variance en nombre de lignes
2X : 4xSIG (mm)
EM : émittance normalisée (mm.mrad)

Mesure d'émittance pendant l'accélération

Figure 2: Figure de gauche : dispositif de détection du rayonnement onduleur au SpS̄S ; Figure de droite : profil transverse du faisceau obtenu par traitement d'image.

Conception du système de mesure de profil des faisceaux p et $\bar{p}$, mise au point de l'expérience et premiers résultats d'exploitation [4]

Le dispositif et les profils transverses des faisceaux de protons et antiprotons que l'on en tire par traitement d'image sont schématisés en Fig. 2.

Etudes théoriques sur la formation d'image et la diffraction [5]

Nous avons accompli une étude originale sur les effets de profondeur de champ (les sources de rayonnement synchrotron sont en général de longueur non négligeable) et de diffraction (le faisceau de rayonnement synchrotron est auto-collimaté) en formation d'image au moyen du rayonnement synchrotron, pour les principaux types de sources rencontrées dans les anneaux de stockage : dipôle de courbure, onduleur et aimant court (incluant l'effet de bord). Mentionnons le résultat relatif à mon sujet de thèse, l'expression analytique de l'image d'un point dans l'approximation de Fraunhofer, pour le rayonnement onduleur,

$$\begin{aligned} F_\pi(u,v) &= -2\pi F_{o\pi} \sin(2u) J_2(v_0 v) \\ F_\sigma(u,v) &= 2\pi F_{o\sigma} \left[J_0(v_0 v) + v_0^2 \cos(2u) J_2(v_0 v) \right] \end{aligned} \qquad (3.2.1)$$

où F_π, F_σ correspondent aux composantes de polarisation respectivement orthogonale et paralléle au plan de mouvement de la particule, J_0, J_2 sont des fonctions de Bessel, u, v sont homogènes à l'angle de visée et $v_0 = \sqrt{\frac{2\gamma^2\lambda}{\lambda_u} - 1}$ (ces distributions sont proches par leur forme de la fonction de diffraction d'une fente circulaire).

Ces résultats analytiques ont permis de chiffrer avec précision la limite de résolution de la méthode de diagnostic des faisceaux de protons et antiprotons par rayonnement synchrotron, sous l'effet de la diffraction. Ils restent utilisés dans la conception des installations nouvelles, comme par exemple au LEP [11], ou au LHC [20], et font aussi l'objet d'enseignements concernant les méthodes de diagnostic dans les accélérateurs circulaires [21].

J'ai en parallèle à ces travaux de thèse mené une étude sur l'effet Compton au SPS [22], sujet analogue au rayonnement synchrotron onduleur. Finalement, j'ai poursuivi bien au-delà de 1981 cette collaboration, en particulier par des études et expériences sur le "rayonnement synchrotron faible" (*i.e.*, dans un champ magnétique faible) et les interférences entre sources de rayonnement synchrotron [8], travaux dont il s'avéra que je devais tirer profit quelques années plus tard dans un problème de diagnostic par rayonnement synchrotron au LEP (Section 3.2.3), et pris en compte de nouveau aujourd'hui, pour la conception du diagnostic par rayonnement synchrotron à l'injection dans le LHC[10] [20].

[10]Dans le LHC [24], le rayonnement synchrotron émis à l'énergie d'injection (450 GeV) présente des caractéristiques très proches de celui émis dans le SPS qui sera son injecteur.

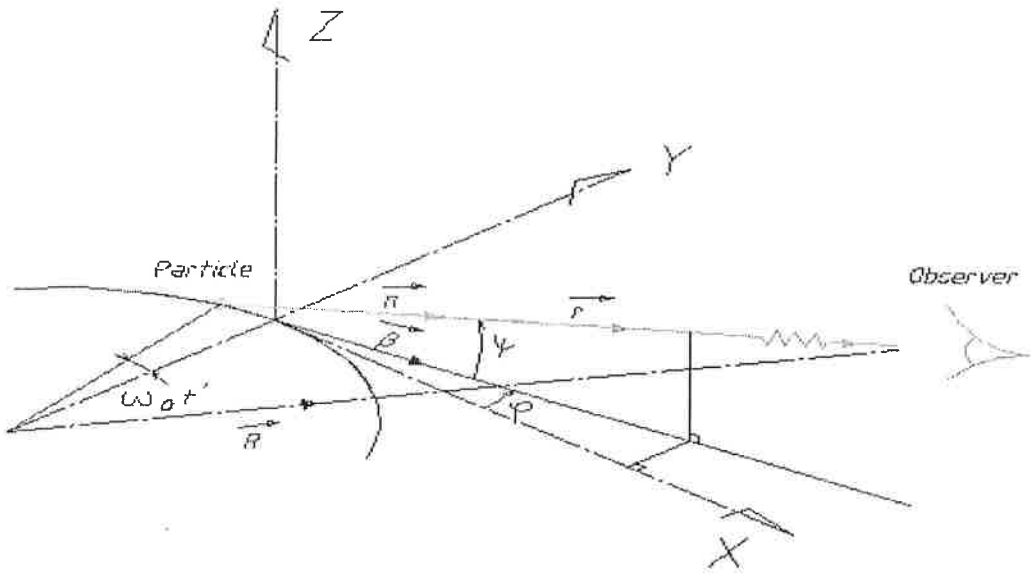


Figure 3: Système de référence dans le laboratoire et notations utilisées dans le texte. La particule tourne avec la vitesse $\omega_0 = c/\rho$; le rayonnement synchrotron qu'elle émet est observé à grande distance r (supposée constante) sous l'incidence arbitraire (ϕ, ψ).

3.2.2 Une méthode de calcul numérique du rayonnement synchrotron

Le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}(\vec{n}, \tau)$

J'ai développé les calculs qui suivent pour donner un support théorique (basé sur la simulation numérique[11]) aux interférences entre dipôles courts observées au LEP [9, 10].

Le champ électrique de l'impulsion électromagnétique du rayonnement synchrotron tel qu'observé à distance r grande ($r^2 \gg r$) (Fig. 3) s'écrit [15, 16]

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{n}, \tau) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 c} \frac{\vec{n}(t) \times \left[\left(\vec{n}(t) - \vec{\beta}(t)\right) \times d\vec{\beta}/dt\right]}{r(t)\left(1 - \vec{n}(t) \cdot \vec{\beta}(t)\right)^3} \tag{3.2.2}$$

où t est l'échelle de temps du mouvement de la particule responsable de l'évènement (l'émission du rayonnement) et τ est celle de l'observateur, les deux étant liées par $\tau = t + r(t)/c$ où $r(t)/c$ est le temps que met le signal pour parcourir la distance de la particule à l'observateur, soit, sous forme différentielle, $d\tau/dt = 1 - \vec{n}(t) \cdot \vec{\beta}(t)$. Les vecteurs $\vec{r}(t)$ (position) et $\vec{\beta}(t) = \frac{v}{c}\vec{u}$ (vitesse/c) du mouvement de la particule s'obtiennent par un calcul de trajectoire, par exemple comme exposé en Section 3.7.1.

Calcul de $\vec{n} - \vec{\beta}$ *et* $1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}$

Le calcul numérique de certaines des grandeurs intervenant dans $\vec{\mathcal{E}}(\vec{n}, \tau)$ peut poser des problèmes pour les accélérateurs à très haute énergie, comme le LEP (45 à 100 GeV), il est donc nécessaire de

[11] J'ai ultérieurement développé une méthode analytique permettant l'interprétation intégrale des phénomènes, que l'on trouvera décrite en Section 3.2.4, page 17.

procéder de façon astucieuse. C'est le cas par exemple pour le calcul de $\vec{n} - \vec{\beta}$ et $1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}$: du fait de la limite de précision numérique on risque d'obtenir $\vec{n} - \vec{\beta} = 0$ et $1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta} = 0$ car la direction préférée d'observation est presque parallèle à la vitesse $\vec{\beta}$ (exactement parallèle au sens de la précision du calculateur), tandis que $\beta \approx 1$ pour des énergies de quelques centaines de fois la masse au repos de la particule. Pour palier à cela on procède de la façon suivante. L'expression de $\vec{n} = \vec{r}/r$ est

$$\begin{aligned}\vec{n} = (n_x, n_y, n_z) &= (\cos\psi\,\cos\phi, \cos\psi\,\sin\phi, \sin\psi) \\ &= [1 - 2(\sin^2\phi/2 + \sin^2\psi/2) + 4\sin^2\phi/2\sin^2\psi/2, \sin\phi(1 - 2\sin^2\psi/2), \sin\psi] \qquad (3.2.3)\end{aligned}$$

où $\phi = \text{Arctg}\left(\frac{r_y}{r_x}\right)$ et $\psi = \text{Arctg}\left(\frac{r_z}{\sqrt{r_x^2+r_y^2}}\right)$ sont les angles d'observation respectivement horizontal et vertical (Fig. 3), avec $\vec{r} = (r_x, r_y, r_z)$, tandis que $\vec{\beta}$ peut se mettre sous la forme

$$\begin{aligned}\vec{\beta} = (\beta_x, \beta_y, \beta_z) &= \left[\sqrt{(\beta^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2)}, \beta_y, \beta_z\right] \\ &= \left[\sqrt{(1 - 1/\gamma^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2)}, \beta_y, \beta_z\right] = (1 - a/2 + a^2/8 - a^3/16 + ..., \beta_y, \beta_z) \qquad (3.2.4)\end{aligned}$$

où $a = 1/\gamma^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2$. Ceci conduit à $n_x = 1 - \varepsilon_x$ et $\beta_x = 1 - \xi_x$ avec $\varepsilon_x = 2(\sin^2\phi/2 + \sin^2\psi/2) - 4\sin^2\phi/2\sin^2\psi/2$ et $\xi_x = a/2 - a^2/8 + a^3/16 + ...$, série qui a le mérite de converger très vite puisque $a \sim 1/\gamma^2 \ll 1$. De tout cela résultent des expressions combinant algébriquement des variables qui, chose très appréciée de l'ordinateur, sont du même ordre de grandeur, en $1/\gamma^2$ ou $1/\gamma^4$, soit,

$$\vec{n} - \vec{\beta} = (-\varepsilon_x + \xi_x, n_y - \beta_y, n_z - \beta_z) \quad \text{et} \quad 1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta} = \varepsilon_x + \xi_x - n_y\beta_y - n_z\beta_z - \varepsilon_x\xi_x \qquad (3.2.5)$$

Calcul de la transformée de Fourier du champ électrique

Le calcul de la transformée de Fourier de $\vec{\mathcal{E}}(\vec{n}, \tau)$ pose un autre problème de précision numérique. Cette transformée de Fourier s'écrit

$$TF_\omega[\vec{\mathcal{E}}(\tau)] = \int \vec{\mathcal{E}}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \approx \sum_n \vec{\mathcal{E}}(\tau_n)\, e^{-i\omega\tau_n}\, \Delta\tau_n \qquad (3.2.6)$$

et fournit la densité spectrale angulaire

$$\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi = 2r^2 \left|TF_\omega\left(\vec{\mathcal{E}}(\tau)\right)\right|^2 / \mu_0 c \qquad (3.2.7)$$

On la calcule sans faire appel aux techniques de FFT (algorythme de "Fast Fourier Transform"), pour deux raisons. D'une part l'échantillonnage $\Delta t_n = \Delta s/\beta c$ qui résulte d'un calcul de trajectoire est *a priori* arbitraire et donc différent de 2^n, d'autre part la relation de Δt_n (temps particule) à $\Delta\tau_n$ (temps observateur) n'a rien de linéaire, quand le pas d'intégration Δt_n est par contre en général constant. Un autre point clé est que $\Delta\tau_n$ est susceptible d'atteindre des valeurs extrêmement petites, à savoir, une fraction de l'intervalle dit "critique" $\tau_c = \dfrac{(1 + \gamma^2\psi^2)^{3/2}\, 2\rho}{3\gamma^3\, c}$ dans la région du pic central que

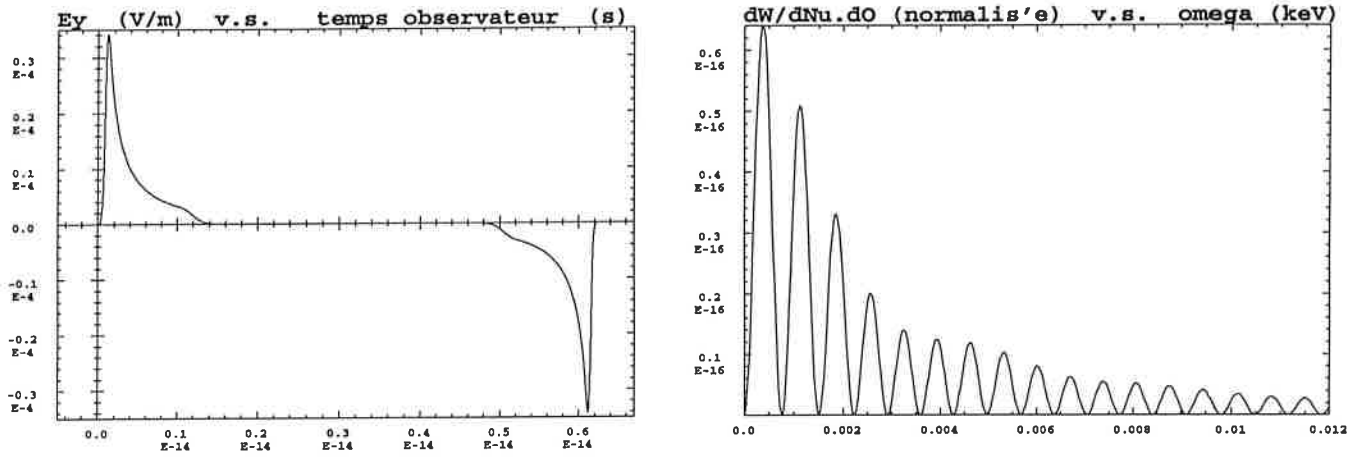


Figure 4: Doublet impulsionnel de rayonnement synchrotron dû à une paire de dipôles (Fig. de gauche). Le spectre interférentiel qui en résulte (Fig. de droite) est affecté d'une forte perte d'intensité au voisinage du zéro, là où le spectre d'un unique dipôle (l'enveloppe des oscillations) serait au contraire maximal.

présente toujours $\vec{\mathcal{E}}(\vec{n},\tau)$ et qui est atteinte lorsque $1-\vec{n}(t)\cdot\vec{\beta}(t)\to 1/2\gamma^2$, alors que le temps intégré $\sum_{k=0}^{N}\Delta\tau_k$ (la durée totale de l'observation) est de plusieurs ordres de grandeur supérieur[12]. Il en résulte que l'on ne peut pas utiliser pour calculer la transformée de Fourier, une relation telle que $\Delta\tau_n=\sum_{k=0}^{n}\Delta\tau_k-\sum_{k=0}^{n-1}\Delta\tau_k$ qui est susceptible (d'autant plus que γ est grand) de conduire à une suite de valeurs $\Delta\tau_n\equiv 0$ dans la région du pic de rayonnement : il faut stocker $\Delta\tau_n$ à chaque pas de trajectoire n pour se prémunir contre cet effet de précision de calculateur.

3.2.3 Diagnostic au collisionneur LEP. Phénomènes d'interférences

La méthode de calcul qui précède a permis de mettre en évidence et d'interpréter un phénomène d'interférences dans l'expérience de diagnostic des faisceaux e^+/e^- au LEP [11, 12], interférences responsables d'une perte d'intensité d'un facteur 100 environ [9, 10]. Ces investigations ont récemment fait l'objet de développements analytiques abordés en Section 3.2.4.

Le phénomène est bien résumé en Fig. 4 qui montre comment le spectre de rayonnement dû à un unique aimant dipôlaire se trouve modulé sinusoïdalement lorsque l'on observe une paire de tels aimants juxtaposés. La région spectrale observée au LEP (le domaine visible) se trouve près des fréquences spectrales nulles, où le spectre est fortement amorti (un facteur 100 environ) par cette modulation. De façon formelle on interprète cela comme suit [9]. La double impulsion électrique s'écrit

$$\vec{\mathcal{E}}(t)=\vec{e}(t+T/2)-\vec{e}(-t-T/2) \tag{3.2.8}$$

où $\vec{e}(t)$ est l'impulsion due à un unique dipôle, $T=d(1+\gamma^2\psi^2+K^2/2)/(2\gamma^2 c)$ est l'intervalle entre les deux impulsions (d est la distance entre les deux dipôles, ψ est la composante verticale de l'angle d'observation (Fig. 3), $K=\alpha\gamma$ avec $\alpha=$ déviation dans le dipôle). Le carré de la transformée de Fourier de $\vec{\mathcal{E}}(t)$, qui est homogène à la densité spectrale angulaire (Eq. 3.2.7), s'écrit

[12]En prenant $\psi=0$ (l'œil de l'observateur est dans le plan de déviation de la particule), $\gamma\approx 10^5$ (électron de 45 GeV), $\rho=$ rayon de courbure $=$ 1000 m, on obtient $\tau_c\approx 2\ 10^{-21}$ s, pour une durée totale d'impulsion $\Sigma_{k=0}^{N}\Delta\tau_k\approx L/2\gamma^2 c(1+\alpha^2\gamma^2/12)\approx 10^8\,\tau_c$ avec un aimant de longueur $L=1$ m. Pour un échantillonnage de 100 points dans l'intervalle τ_c le rapport à la durée totale atteint 10^{-10} !

$$|\tilde{\vec{\mathcal{E}}}(\omega)|^2 = 4\sin^2\frac{\omega T}{2}\,|\tilde{\vec{e}}(\omega)|^2 \tag{3.2.9}$$

où $|\tilde{\vec{e}}(\omega)|^2$ décrit la densité d'énergie due à un unique dipôle. Un calcul approché de $\sin^2(\omega T/2)$ montre que l'amortissement dû à la modulation est bien d'environ 100 au voisinage de la partie visible du spectre. En effet, en considérant que $T = d(1+\alpha^2\gamma^2/8)/2\gamma^2 c \approx 2{,}5\,10^{-17}$s, pour une distance $d = 0{,}75$ m entre les deux dipôles dont la déviation est $\alpha = 0{,}4\,10^{-3}$ rad, avec $\gamma = 8{,}8\,10^4$ (électron de 45 GeV) et $\omega = 4\,10^{15}$ rad/s (lumière visible), on trouve que l'atténuation vaut $4\sin^2(\omega T/2) \approx (\omega T)^2 \approx 10^{-2}$.

3.2.4 Rayonnement synchrotron basse fréquence

Le spectre du rayonnement synchrotron visible à LEP (et, plus généralement, à basse fréquence $\omega \ll \omega_c$ dans toute machine à électrons) peut trouver une formulation analytique. On y parvient en identifiant la TF de l'impulsion de champ électrique (Eq. 3.2.6) à son intégrale en temps, soit

$$\tilde{\vec{\mathcal{E}}}(\omega) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \vec{\mathcal{E}}(\tau)d\tau = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \vec{\mathcal{E}}\,(t(\tau))\,\frac{d\tau}{dt}dt \tag{3.2.10}$$

où $\omega/2\pi$ est la fréquence de rayonnement synchrotron observée et $d\tau/dt = 1 - \vec{n}(t)\cdot\vec{\beta}(t)$ est une quantité connue (*cf.* page 14). Ceci est parfaitement justifié si l'on s'intéresse à la seule partie basse fréquence du spectre. Compte-tenu de l'expression du champ électrique rayonné telle que donnée par les Eqs. 3.2.2- 3.2.4, ainsi que de l'expression de la densité spectrale-angulaire d'énergie donnée en Eq. 3.2.7, on montre que cette dernière s'écrit [14] (Fig. 5)

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3 W_\sigma}{\partial\omega\partial\phi\partial\psi} &= \frac{q^2\gamma^4}{4\pi^3\epsilon_0 c}\left[\frac{\omega_0 T' - \phi}{1+\gamma^2\psi^2+\gamma^2(\omega_0 T'-\phi)^2} + \frac{\omega_0 T' + \phi}{1+\gamma^2\psi^2+\gamma^2(\omega_0 T'+\phi)^2}\right]^2 \\
\frac{\partial^3 W_\pi}{\partial\omega\partial\phi\partial\psi} &= \frac{q^2\gamma^4}{4\pi^3\epsilon_0 c}\psi^2\left[\frac{1}{1+\gamma^2\psi^2+\gamma^2(\omega_0 T'-\phi)^2} - \frac{1}{1+\gamma^2\psi^2+\gamma^2(\omega_0 T'+\phi)^2}\right]^2
\end{aligned} \tag{3.2.11}$$

où $\omega_0 = c/\rho$ est la vitesse de rotation de la particule dans l'aimant dipôlaire induisant la trajectoire circulaire de rayon ρ, T' est le temps que met la particule pour traverser cet aimant, ϕ et ψ sont les angles d'observation (Fig. 3, p.14). On constate que $\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi$ ne dépend pas de ω dans l'approximation $\omega \ll \omega_c$, *i.e.*, le spectre (enveloppe des oscillations, en Fig. 4-droite) atteint comme prévu son maximum en $\omega = 0$ avec une pente nulle.

Ces résultats sont très différents de ceux donnés par la théorie classique [15, 16], qui par exemple conduit de façon erronnée à une densité d'énergie tendant vers zéro avec la fréquence d'observation ω, ou encore, qui ne permet pas d'interpréter la présence de pics de rayonnement aux extrémités du dipôle (Fig. 5), etc. Des photos de ce type de distribution ont été réalisées à l'ESRF dans le cadre de la thèse de C. Denise [13].

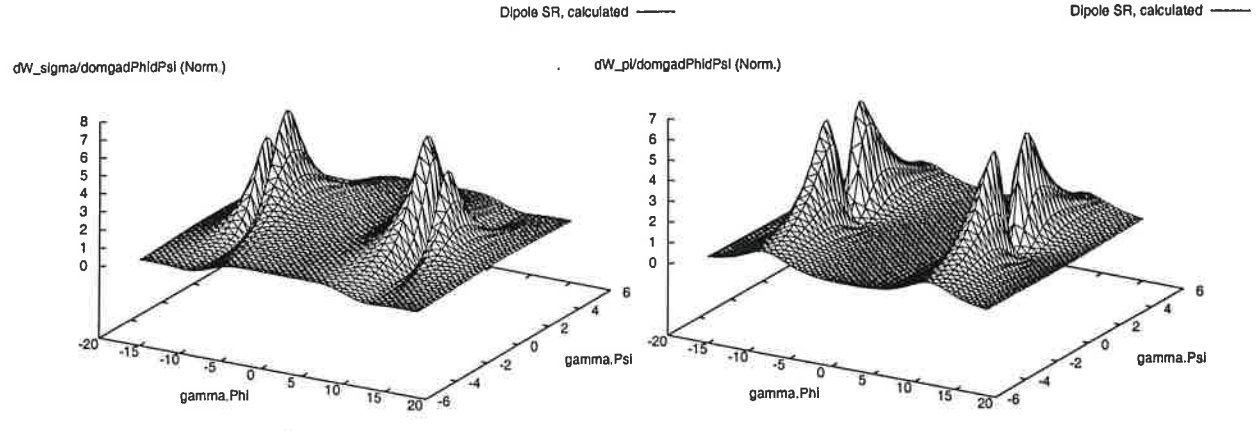


Figure 5: Densité spectrale angulaire d'énergie $\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi$ du rayonnement synchrotron à basse fréquence. Figure de gauche : composante de polarisation parallèle au plan de déviation de la particule ; Figure de droite : composante de polarisation orthogonale. Les pics de rayonnement aux extrémités du dipôle sont dus à l'effet de bord [23].

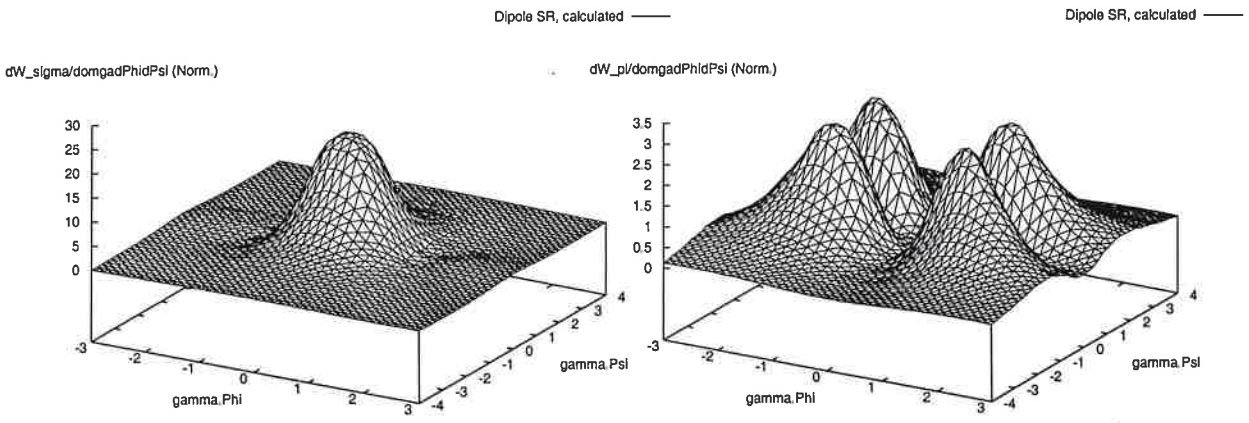


Figure 6: Densité $\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi$ issue d'un dipôle de déviation $(2/\gamma)$. Les graphes sont normalisés comme en Fig. 5 pour mettre en évidence le gain obtenu. *Fig. de gauche* : composante σ du rayonnement ; *Fig. de droite* : composante π.

3.2.5 Rayonnement synchrotron infrarouge et micro-onde

Les propriétés décrites ci-dessus on trouvé application dans un système de production de rayonnement synchrotron infrarouge à haute brillance, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet [17].

L'étude des Eqs. 3.2.11 montre que la composante σ de la densité d'énergie est maximisée (la composante π est moins sensible à cette optimisation) si $\gamma\omega_0 T' = 1$, c'est à dire si le dipôle assure une déviation égale à $2/\gamma$ (ou encore, si son intégrale de champ vérifie $\int B\,dl = 1/300$ T.m, pour des électrons). La densité d'énergie se simplifie alors en

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 W_\sigma}{\partial\omega\partial\phi\partial\psi} &= \frac{q^2\gamma^2}{\pi^3\epsilon_0 c}\left(\frac{2-\gamma^2\phi^2+\gamma^2\psi^2}{4(1+\gamma^2\psi^2)+(\gamma^2\phi^2+\gamma^2\psi^2)^2}\right)^2 \\ \frac{\partial^3 W_\pi}{\partial\omega\partial\phi\partial\psi} &= \frac{q^2\gamma^2}{\pi^3\epsilon_0 c}\left(\frac{2\,\gamma\phi\,\gamma\psi}{4(1+\gamma^2\psi^2)+(\gamma^2\phi^2+\gamma^2\psi^2)^2}\right)^2 \end{aligned} \qquad (3.2.12)$$

Le calcul des valeurs *rms* des variables ϕ et ψ montre que le rayonnement est confiné dans un cône d'ouverture $\phi_{\sigma-rms} = \psi_{\sigma-rms} = \phi_{\pi-rms} = \psi_{\pi-rms} = \sqrt{2}/\gamma$. En outre, les quatre pics de la composante π (Fig. 6-droite) sont dans les directions $\phi_{\pi-peak} = \pm 2/\gamma\sqrt{3}$, $\quad \psi_{\pi-peak} = \pm\sqrt{2}/\gamma\sqrt{3}$

Un intérêt de ce dispositif est dans le gain en brillance : environ 140 par rapport au rayonnement synchrotron émis dans le corps d'un dipôle long, et 4 par rapport au rayonnement par effet de bord (Fig. 5). Le confinement angulaire, de valeur *rms* $\sqrt{2}/\gamma$ est aussi supérieur à celui du rayonnement de bord, de valeur *rms* $\gamma\omega_0 T'$ [14].

3.2.6 Thèmes porteurs

On peut imaginer les prolongements suivants (donnés parmi d'autres, à titre d'illustration) à ces études.

Rayonnement synchrotron infrarouge

La demande en matière de rayonnement synchrotron est insatiable aujourd'hui. Les sujets d'études concernant la nature même du rayonnement, par exemple la question de la cohérence temporelle (*cf.* [25]) sont innombrables. Le cas du rayonnement synchrotron infrarouge est un autre exemple de sujet montant. La demande est relativement récente, justifiée aussi par les qualités de brillance du rayonnement synchrotron, et motive de nombreuses études théoriques et expérimentales, *cf.* les expériences au moyen de l'installation SIRLOIN sur l'anneau Super-ACO de LURE à Orsay [26].

Diagnostic au LHC

Le diagnostic des faisceaux de protons du LHC utilisera, entre autres moyens, le rayonnement synchrotron [20]. Le problème se situe à l'énergie d'injection, où l'intensité émise au voisinage du visible est faible, le LHC rayonnant à peu près comme son injecteur, le SPS qui a déjà fait l'objet de recherches poussées en matière de rayonnement synchrotron des protons. Les travaux publiés [20] ont fait l'objet de prolongements auxquels j'ai participé en 1994-1995 [27]. Ces derniers devraient se poursuivre en s'appuyant en particulier sur les résultats des investigations réalisées sur les interférences au LEP [9, 10, 12] qu'il est nécessaire là aussi de prendre en compte.

Formation d'image en lumière cohérente

Les phénomènes d'interférences évoqués en Section 3.2.3 mettent en jeu le champ plus vaste de la formation d'image en lumière cohérente, domaine qui se prête à des développements théoriques car encore peu exploré, alors que la finesse des applications et la demande en qualité imposent de maîtriser ces effets et de les comprendre. A cet aspect interférences viennent s'en ajouter d'autres tels que les effets de la profondeur de champ. Ces derniers deviennent plus pointus dans la mesure où l'on est tenu de prendre en compte la composante "champ proche" du rayonnement synchrotron (Eq. 3.7.5, page 43), ce qui est obligatoire dès que la distance d'observation r et la longueur d'onde observée λ vérifient $r < \lambda\gamma^2$, relation vérifiée lorsque λ devient comparable à la longueur d'onde critique $2\rho/3\gamma^3$. Vient s'y ajouter aussi la diffraction [5], etc. Des travaux récents existent, qui peuvent servir de point de départ [23, 26].

SASE FEL

Sans être directement lié aux exposés qui précèdent, sinon en ce qu'il met en jeu un aimant onduleur (Section 3.2.1), le sujet des sources de rayonnement synchrotron du type - dit de 4^e génération - FEL (Free Electron Laser) mérite une mention particulière car il constitue **le** domaine de pointe en recherche sur le rayonnement synchrotron à l'heure actuelle. Une expérience consacrée en Europe pour l'étude de faisabilité d'un SASE FEL (Self Amplified Spontaneous Emission FEL) sur Linac a nom TTF FEL[13] ; installée à DESY à l'extrémité haute énergie de TTF (TESLA Test Facility), premiers tests prévus pour cette année. Le FEL est constitué d'un onduleur de 30 m (période $\lambda_u = 27$ mm, rayonnement à $\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2}(1 + K^2/2) \approx 6$ nm pour $K \approx 1.3$, à l'énergie nominale de 1 GeV).

[13]TTF FEL sur web : http://www-mpy.desy.de/fel/.

3.3 Période micro-électronique

3.3.1 Utilisation du rayonnement synchrotron en microlithographie

Mes activités antérieures sur le rayonnement synchrotron (Section 3.2.1), alliées à mon premier emploi d'ingénieur de production à Texas Instruments France (08/1978-06/1979), me conféraient un double profil qui m'a valu d'être recruté en 1982 au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (LETI) du CEA-Grenoble, pour y mener des activités pionnières dans le cadre des programmes de recherche sur l'utilisation du rayonnement synchrotron X dans les étapes de microlithographie de la fabrication des circuits intégrés.

Ma première mission a été de développer un programme de calcul des temps d'exposition aux RX des résines sensibles, destiné d'une part à servir de support théorique aux expérimentations en cours, d'autre part à permettre de définir les paramètres d'une source de rayonnement synchrotron adaptée [28]. Les 2 types de sources de RX, tube à anticathode ou anneau de stockage d'électrons étaient donc considérés, et le code incluait en particulier les effets de bande passante des substrats et autres filtres intéressant cette étape des opérations de microlithographie.

Ce code a été validé à partir des résultats d'expériences réalisées aux moyens d'un tube à anticathode au LETI, et aux moyens du rayonnement synchrotron X sur l'anneau ACO du laboratoire LURE d'Orsay. Il a ensuite été utilisé pour la définition des paramètres d'énergie, champ magnétique et longueur d'onde critique d'un anneau de stockage d'électron source de rayonnement synchrotron adaptée aux besoins de la microlithographie.

Ces questions faisaient l'objet d'une collaboration, dont je devais avoir la charge, avec le groupe théorie du laboratoire Nationale Saturne du CEA Saclay, qui étudiait à cette fin le projet MARS [29] de machine à rayonnement synchrotron constituée de dipôles de courbure classiques (champ de 1 Tesla donnant une machine de diamètre 5 m, environ, pour une douzaine de ligne de RX) ou bien supraconducteurs (champ de 5 Tesla, machine compacte de diamètre environ 1 m).

J'ai mené simultanément une étude concernant un procédé de mesures automatiques dans le domaine submicronique, des dimensions des motifs et de la qualité de l'alignement des masques d'insolation, procédé basé sur l'utilisation de verniers électriques témoins, destinés à être lithographiés sur les plaques de silicium en même temps que le circuit intégré [30].

Le LETI a décidé vers 1984 d'abandonner ces activités de litho X, je me suis alors orienté vers un autre sujet, riche lui aussi d'interrogations à cette époque, la microlithographie par faisceau d'électrons.

3.3.2 Les effets de proximité en microlithographie par faisceau d'électrons

Les effets de proximité proviennent de la diffusion des électrons dans la résine électro-sensible ; cette diffusion a pour conséquence que les profils de résine après gravure chimique ne sont pas parfaitement verticaux, mais présentent au contraire une inclinaison non négligeable par rapport aux dimensions de motif recherchées (inférieures au micro-mètre). Le résultat en est que deux motifs voisins "se voient" et, au pire, se recouvrent suffisamment pour en réalité ne pas être résolus, au point de n'en former qu'un seul à la suite de l'étape de gravure chimique.

Ma mission principale dans ce domaine a été, dans un premier temps, le développement d'un logiciel de simulation de la diffusion des électrons dans les solides, ce qui m'a donné le loisir d'encadrer la thèse de Mr. Hervé Dugourd. Les travaux de thèse de H. Dugourd avaient pour but, outre de contribuer à cette entreprise, de la prolonger par la simulation détaillée des "effets de proximité" et leur "compensation"[14] [32].

[14] Il existe plusieurs méthodes pour compenser - *i.e.*, atténuer au mieux - ces effets de proximité. Voir plus bas.

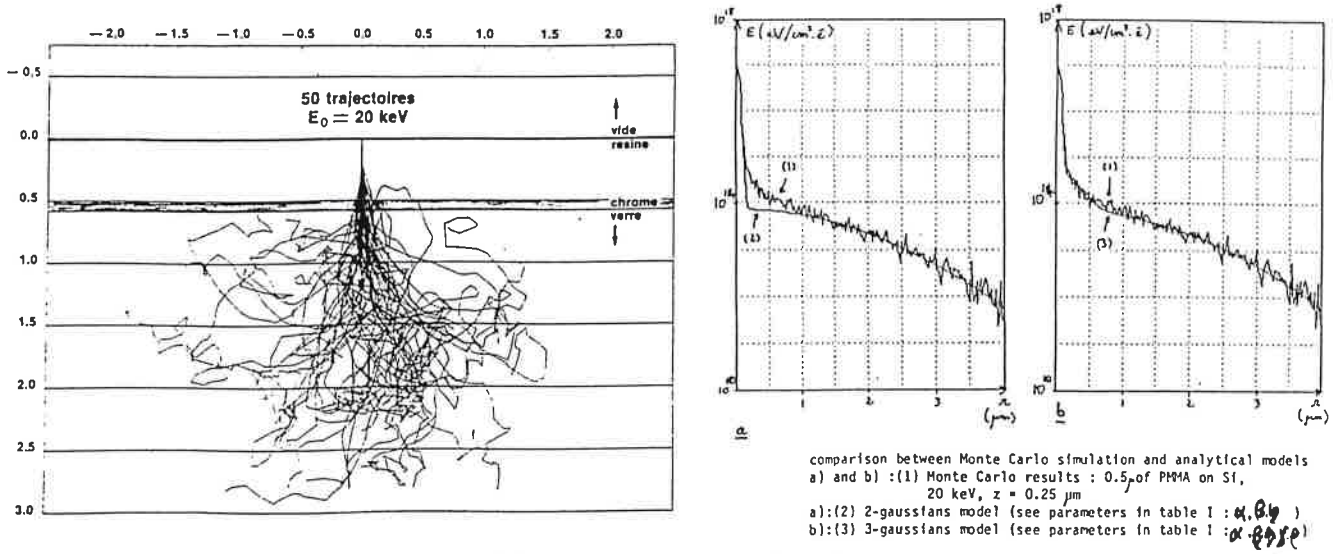

50 trajectoires
$E_0 = 20$ keV
vide
résine
chrome
verre
comparison between Monte Carlo simulation and analytical models
a) and b) :(1) Monte Carlo results : 0.5 μ of PMMA on Si,
20 keV, z = 0.25 μm
a):(2) 2-gaussians model (see parameters in table I : α, β)
b):(3) 3-gaussians model (see parameters in table I : α, β, ρ)

Figure 7: *Figure de gauche* : poire de diffusion d'électrons de 20 keV dans un masque au chrome recouvert d'un-demi micron de résine électrosensible [32]. *Figure de droite* : profil radial de dépôt d'énergie dans la résine ; comparaison entre les simulations numériques Monte Carlo et les modèles à 2 ou 3 gaussiennes.

Ceci est illustré en Fig. 7 qui montre une simulation Monte Carlo du dépôt d'énergie radial (autour de l'axe du faisceau d'électrons incident) dans la résine recouvrant un masque au chrome, ainsi que la modélisation par un modèle à deux ou trois gaussiennes de la forme

$$f(r) = \frac{1}{1+\eta+\rho}\left[\frac{1}{\alpha}e^{-\frac{r^2}{\alpha^2}} + \frac{\eta}{\beta^2}e^{-\frac{r^2}{\beta^2}} + \frac{\rho}{\gamma^2}e^{-\frac{r^2}{\gamma^2}}\right] \tag{3.3.1}$$

pour lequel les valeurs des paramètres α, β, γ, η, ρ sont obtenues par interpolation[15] à partir des profils d'énergie obtenus soit par la mesure, soit par la simulation Monte Carlo de la diffusion (les deux méthodes présentant au-demeurant un excellent accord au terme des développements de code).

L'application de ce qui précède à la simulation des effets de proximité, ainsi qu'à leur compensation, est schématisée dans la Fig. 8 qui a été obtenue au moyen des outils logiciels que nous avons développés au LETI.

J'ai été amené à déposer un brevet d'invention concernant la compensation des effets de proximité [33], qui au demeurant a été l'objet d'investigations expérimentales et théoriques dans le cadre des travaux de thèse ci-dessus mentionnés. J'ai déposé un second brevet [34] qui avait donné lieu au stage d'école d'ingénieur de Mr. Alain Charles, et concernait la microlithographie optique aux U.V. par contact. Ces deux brevets sont basés sur l'utilisation d'un matériau du type émulsion photographique (halogénure d'argent), que l'on dépose en couche mince à la surface de la résine à graver. Cette émulsion est environ 1000 fois plus sensible que la résine. On y imprime une image de masque comme en photographie conventionnelle, sans que cela affecte en rien la résine sous-jacente à cause de cette différence de sensibilité ; on se retrouve ainsi avec une sorte de "masque auto-porté" par la résine. Dans le cas du premier brevet, cela permet de réaliser dans un deuxième temps une insolation globale préliminaire qui va pré-sensibiliser la résine selon une image complémentaire des motifs qui seront ensuite dessinés par faisceau d'électrons. On montre qu'alors les effets de proximité sont extrêmement bien compensés. Dans le cas du second brevet, le premier masque à l'argent joue le rôle d'un masque de procédé de microlithographie optique aux U.V. par contact, avec cet avantage que ce masque est en contact parfait avec la résine, réduisant ainsi au minimum la perte de résolution par diffraction de Fresnel[16].

[15]Par une méthode de gradient performante dite de Fletcher-Reeves, que j'ai ultérieurement installée dans le code d'optique matricielle BETA du Laboratoire National SATURNE.

[16]L'intérêt du masquage optique par contact réside dans le fait que c'est la technique optique qui procure la meilleure résolution ; elle n'est limitée que par la diffraction de Fresnel.

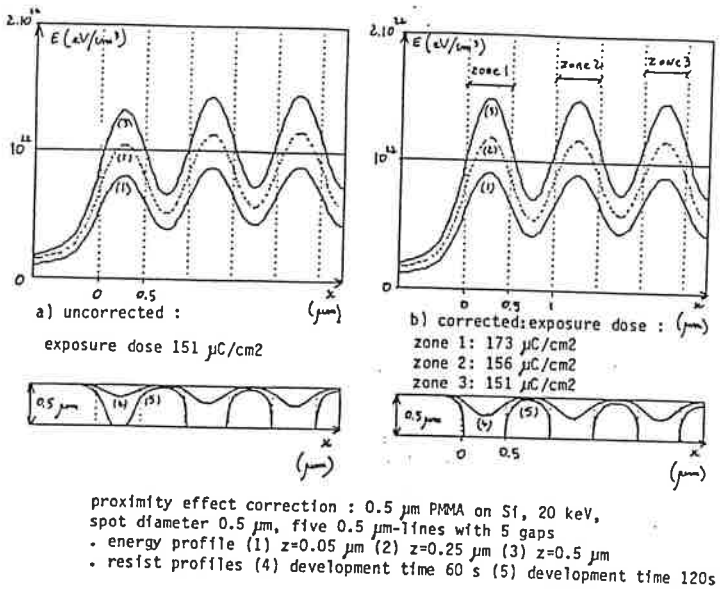

a) uncorrected :
exposure dose 151 µC/cm2
b) corrected:exposure dose :
zone 1: 173 µC/cm2
zone 2: 156 µC/cm2
zone 3: 151 µC/cm2
proximity effect correction : 0.5 µm PMMA on Si, 20 keV,
spot diameter 0.5 µm, five 0.5 µm-lines with 5 gaps
. energy profile (1) z=0.05 µm (2) z=0.25 µm (3) z=0.5 µm
. resist profiles (4) development time 60 s (5) development time 120s

Figure 8: Figures du haut : profils d'énergie déposée dans la résine recouvrant une plaquette de silicium. Figures du bas : simulation numérique des motifs géométriques ainsi obtenus après dissolution de la résine (en deux étapes de respectivement 50 s (1) et 180 s (2)), compte non-tenu (à gauche), ou bien compte tenu (à droite) d'une compensation des effets de proximité.

Mentionnons aussi qu'au cours de ces travaux nous avons produit les plus fins motifs de résine submicroniques atteints en litho par faisceau d'électrons au LETI à cette époque [35], réalisés au moyen d'un masqueur de 50 keV chez Philips, à Eindhoven. Ces résultats faisaient en outre suite à des simulations détaillées au moyen des logiciels mentionnés ci-dessus, dont on a ainsi montré l'efficacité.

3.3.3 Le projet d'anneau à rayonnement synchrotron SIREM

Parallèlement à ces activités, j'ai participé, en collaboration avec M. M. Belakhovsky (DRF, CEA-Grenoble) au projet SIREM de source intense de rayonnement électromagnétique, anneau de stockage d'électrons de 3.5 GeV qui devait être installé à proximité de l'Institut Laue Langevin. Mon intervention concernait principalement la définition des paramètres de l'anneau liés à la gamme de RS recherchée, ainsi que les répercussions sur les différents types de sources supposées être insérées dans la machine. Les caractéristiques de rayonnement synchrotron de SIREM ont fait l'objet d'une publication - toujours d'actualité[17] ! qui recense de façon détaillée les différentes sources de rayonnement que l'on peut obtenir d'un anneau de stockage [36].

Du point de vue du LETI en outre, le projet SIREM apparaissait comme une alternative à MARS, le premier étant vu comme une collaboration entre laboratoires utilisateurs offrant à ceux-ci la possibilité d'avoir un nombre réduit de lignes de RX, le second étant supposé de par sa taille très réduite, être propriété du LETI et entièrement consacré à la micro-électronique.

[17] Je l'utilise comme support d'un cours donné à l'ENSERG (INPG), le 5 juin 1998.

3.4 Accélérateurs circulaires

3.4.1 Introduction

Lorsque j'ai rejoint le Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE à Saclay en août 1986 j'ai été impliqué à plein temps dans la phase finale de la construction du synchrotron MIMAS, nouvel injecteur du synchrotron SATURNE du LNS. J'ai principalement participé au développement de logiciels de commandes et contrôles de MIMAS, qui a démarré au printemps 1987 [37].

J'ai ensuite accompagné des travaux de thèse concernant le problème de l'ouverture dynamique[18] dans des machines affectées de fortes non-linéarités sextupôlaires [38], en particulier en participant à l'installation d'une méthode de calcul de l'ouverture dynamique dans le code d'optique matricielle BETA du Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE.

J'ai ensuite pendant environ deux ans (1991-1992), travaillé au problème du transport du spin et du franchissement des résonances dépolarisantes dans les synchrotrons à hadrons. J'aborde ce point de façon plus détaillée en Section 3.5.

A titre d'illustration de ce type d'activités je mentionnerai LE grand sujet contemporain, aux études duquel je participe depuis 1993, le Large Hadron Collider (LHC)[19], futur collisionneur proton-proton du CERN. Une première Section (3.4.2) rappelle les grandes lignes de ce projet. J'ai travaillé à la conception du LHC pendant un séjour de 16 mois au CERN (1993-94), puis lors d'un emploi d'un an à FERMILAB[20] (1996-97), ainsi que dans l'intervalle, au LNS (1995-96). Au CERN, j'ai mis au point les Versions 3 et 4 de l'optique [39] en collaboration avec Mr. X. Luo, Post-Doc en détachement du collisionneur BEPC (Beijing électron-positron collider), que l'on m'a demandé d'encadrer. Simultanément je me suis livré à diverses autres études sur le LHC, dont l'une proposait l'idée originale - et avantageuse à plusieurs points de vue, en particulier du point de vue de l'ouverture dynamique - d'appliquer à l'optique du LHC l'ancienne technique des "fonctions combinées"[21] [40], en introduisant un gradient transverse dans les dipôles supraconducteurs dont il a pour la circonstance été montré que cela est possible et semble tendre à améliorer ceux-ci du point de vue défauts multipôlaires et coût [41]. A FERMILAB j'ai réalisé une étude sur les effets de l'angle de croisement des faisceaux en matière d'achromatisme de l'optique, et sur la façon de guérir cette perturbation [42]. J'ai aussi réalisé une étude sur un autre aspect de l'optique, en collaboration avec Mr. A. París, Under Graduate Student de l'Université Mayagüez de Puerto-Rico dont on m'avait chargé de l'encadrement. Pour éviter d'alourdir le présent document je me limiterai à illustrer ces diverses interventions par le problème de l'angle de croisement des faisceaux (Section 3.4.3), et par un exemple d'étude de défauts dans les quadrupôles faible-β (Section 3.4.4).

3.4.2 Le LHC

Le LHC[22] [24] sera installé dans le tunnel du LEP au CERN[23] et doit démarrer en 2005. Ce sera le plus grand synchrotron du monde, et il le restera pendant plusieurs années (*cf.* Section 3.8).

Le LHC mettra en collision deux faisceaux de protons accélérés en sens inverse dans deux anneaux entrelacés quasi-identiques de périmètre 26,658 km, présentant quatre points d'intersection où seront installés les détecteurs ATLAS, CMS, ALICE et LHC-B (Fig 9). L'énergie au centre de masse est de 14 TeV (7 TeV par faisceau), soit environ 7 fois plus que l'actuel leader en la matière,

[18] On appelle ouverture dynamique le volume d'espace des phases (position, angle) qui est stable à long terme.

[19] Le LHC sur web : http://wwwlhc01.cern.ch.

[20] FERMILAB sur web : http://www.fnal.gov.

[21] Dans cette technique on confère aux dipôles de courbure un gradient transverse, de sorte qu'ils assurent en même temps la focalisation transverse du faisceau.

[22] Pour tout savoir : http ://wwwlhc01.cern.ch.

[23] Le LEP sera démonté en principe en 2001.

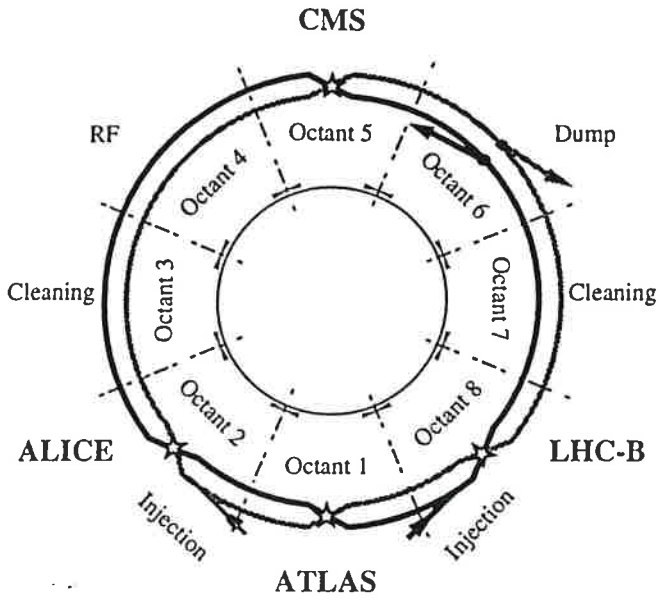


Figure 9: Schéma du LHC.

le Tevatron de FERMILAB (1,8 TeV). La luminosité visée est à terme de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Ces deux chiffres représentent deux challenges, qui mobilisent aujourd'hui des centaines de laboratoires et des milliers de physiciens du monde entier.

Le LHC permettra de recréer les conditions de la matière de l'univers 10^{-12} seconde après le Big-Bang, à la température de 10^{16} degrés, au sein des détecteurs ATLAS et CMS.

Il permettra aussi d'accélérer des faisceaux d'ions lourds (pour le détecteur ALICE) à 1250 TeV, soit environ 30 fois l'énergie disponible à RHIC, le collisionneur du Brookhaven National Laboratory- actuellement en construction dont le démarrage est prévu pour 1999.

3.4.3 Traitement d'un problème d'optique au LHC

Dans cette étude j'ai produit plusieurs contributions innovantes, telles que par exemple :

- le calcul analytique de la dispersion perturbative périodique excitée par l'orbite fermée non nulle dans les quadrupôles "faible-β" voisins du point de collision des deux faisceaux (ces termes seront explicités au fil du texte) - orbite fermée elle-même due à l'existence d'un angle de croisement des deux faisceaux au point de collision,
- la quantification précise de la perturbation ainsi apportée à la dispersion qui existe à l'état naturel dans le plan horizontal (elle provient de l'effet de prisme exercé par les dipôles qui maintiennent le faisceau sur une orbite circulaire),
- la quantification des effets sur la géométrie des faisceaux au point d'interaction,
- des méthodes de compensation de cette perturbation et leur calcul analytique intégral.

Dispersion périodique

Pour permettre la collision des deux faisceaux de protons, la géométrie de la machine prévoit leur croisement en quatre "points d'interaction" (IP) (Fig. 9). Dans la région de ces IP, sur une cinquantaine de mètres de part et d'autre de l'IP, les deux faisceaux partagent une chambre à vide commune (au contraire du reste de la machine), et donc aussi des quadrupôles de focalisation communs[24]. A cause

[24]Ces quadrupôles assurent une valeur extrêmement petite de la fonction optique bétatron à l'IP $\beta(s_{IP}) \equiv \beta^* =$ 0,25 à 0,5 m (reliée à la dimension transverse du faisceau par $\sigma^* = (\beta^* \epsilon/\pi)^{1/2}$, ϵ/π étant l'invariant de Courant et

de l'angle de croisement, chaque faisceau de protons passe dans ces quadrupôles faible-β à une distance non nulle r de leur axe optique (r atteint plusieurs millimètres dans le pire des cas). Il s'ensuit que le faisceau voit une perturbation magnétique dipôlaire dont le champ vaut $B_r = G \times r$ (G est le gradient de champ transverse du quadrupôle) ; cette perturbation a pour effet d'exciter une dispersion perturbative[25], dont on montre que l'amplitude $d_y(s)$, fonction de l'azimuth s le long de la machine, est solution de l'équation de Hill à coefficient périodique $K(s)$ perturbée

$$d^2 d_y/ds^2 + K(s) d_y = -\Delta B(s)/B\rho + K(s) y_{co} \tag{3.4.1}$$

Dans cette équation $K(s)$ est la force des lentilles de focalisation de l'accélérateur, y_{co} est l'excursion du centre du faisceau, due au croisement, dans les quadrupôles faible-β invoqués plus haut, $\Delta B(s)$ est le terme de champ dipôlaire dû aux dipôles assurant la géométrie de croisement (ces dipôles sont en principe situés à proximité et de part et d'autre de la zone où les deux faisceaux partagent une chambre commune) et $B\rho$ est la rigidité des particules. Cette équation est valable aussi bien pour un croisement dans le plan horizontal ($y \equiv x$) ou dans le plan vertical ($y \equiv z$). Cette équation se résoud dans l'approximation dite "des kicks élémentaires" (tout quadrupôle contribuant à d_y est coupé en une suite de lentilles minces), $K(s) y_{co}(s) = \int K(s) y_{co}(s) \delta(s - s_q) ds_q \approx \sum_q (KL)_q y_{co}(s_q)$ qui conduit à la solution périodique (de période le tour) (Fig. 10-gauche)

$$d_y(s) = -y_{co}(s) + \frac{\sqrt{\beta(s)}}{2 \sin \pi\nu} \sum_q (KL)_q y_{co}(s_q) \sqrt{\beta(s_q)} \cos \nu[\pi - |\phi(s) - \phi(s_q)|] \tag{3.4.2}$$

où $\phi(s) = 1/\nu \int ds/\beta$ = phase bétatron normalisée, $\phi(s_q)$ = phase au kick, β = fonction bétatron, ν = nombre d'onde. On montre ensuite que $d_y(s)$ est majorée en toute abscisse s par

$$\begin{aligned} d_{y,maj}/\sqrt{\beta_y(s)} &= \{ [\textstyle\sum_q (KL)_q y_{co}(s_q) \sqrt{\beta_y(s_q)} \cos Q_y(\pi + \epsilon\phi(s_q))]^2 \\ &+ [\textstyle\sum_q (KL)_q y_{co}(s_q) \sqrt{\beta_y(s_q)} \sin Q_y(\pi + \epsilon\phi(s_q))]^2 \}^{1/2} / (2 \sin \pi Q_y) \end{aligned} \tag{3.4.3}$$

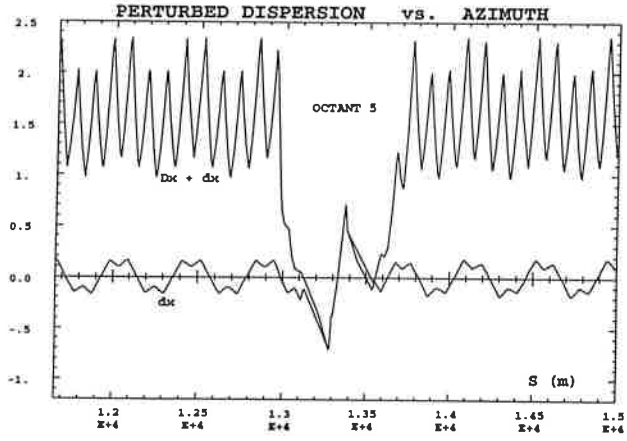
avec $\epsilon = \pm 1$ pour resp. $\phi(s) \gtrless \phi(s_q), \forall q$. Dans le cas particulier du LHC ceci conduit aux expressions numériques

$$d_{y,maj}/\sqrt{\beta_y(s)}|_{y^*=0} \approx 109\, y'^*/\sqrt{\beta_y^*}, \qquad d_{y,maj}/\sqrt{\beta_y(s)}|_{y'^*=0} \approx 0{,}84\, y^*/\sqrt{\beta_y^*} \tag{3.4.4}$$

selon que sont nuls l'orbite fermée au point de collision (y^*, expression de gauche) ou bien son angle (y'^*, expression de droite).

Snyder [40]) au point de collision (0,5 à 0,25 mètres), on leur donne pour cette raison le nom de quadrupôles "faible-β".

[25] La géométrie de l'accélérateur est définie par rapport à une orbite idéale qui passe par le centre des aimants et de la chambre à vide, et qui est, tout aussi idéalement, la trajectoire d'une particule de moment de référence p_0 dans une machine supposée parfaite. A cause de la présence de dipôles, dont le rôle est de guider le faisceau (*e.g.*, trajectoire horizontale circulaire, angle de croisement aux IP, etc.) une particule de moment différent p, ou encore de dispersion en moment $\delta p/p = (p - p_0)/p_0$ suit une orbite décalée en position par rapport à l'orbite idéale. Ce décalage $\Delta y(s)$, fonction de l'azimuth s dans la machine, est quantifié par la "fonction de dispersion" D_y, de sorte que $\Delta y(s) = D_y(s)\, \delta p/p$.



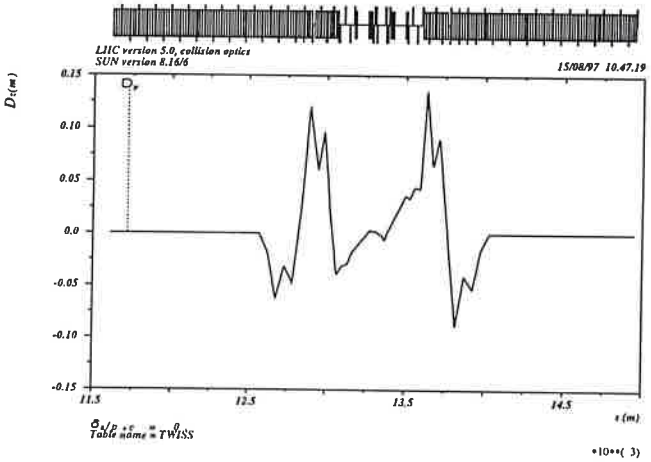


Figure 10: Figure de gauche : schéma de la dispersion perturbative horizontale d_x due à un croisement des faisceaux à l'IP (situé au centre de la figure) d'angle total $2x' = 200\,\mu$rad. La dispersion D_x due aux dipôles des arcs est ainsi modulée en amplitude (courbe "$D_x + d_x$") sous l'effet de la perturbation d_x. Figure de droite : Dispersion verticale résiduelle dans l'Octant 5 après compensation de l'angle de croisement $2z'^* = 2\,10^{-4}$ rad à l'IP5 ($\beta_z^* = 0{,}5$ m) avec quatre paires de quadrupôles tournés placés aux extrémités des arcs adjacents.

On peut aussi obtenir à partir de ce qui précède les valeurs de la dispersion aux points d'interaction,

$$D_y(IP^*) = \frac{y'^*\beta_y^*}{2}\,\Sigma^-, \quad D_y(IP \neq IP^*) = \pm\frac{y'^*\sqrt{\beta_y^*}\sqrt{\beta_y(IP)}}{2\sin(\pi Q_y)}\sin Q_y[\pi - |\phi(IP) - \phi^*|]\,\Sigma^+, \quad (3.4.5)$$

où $\Sigma^\pm = \Sigma_{q=Q1,Q6}(KL)_q\beta_y(s_q)|_{Left} \pm \Sigma_{q=Q1,Q6}(KL)_q\beta_y(s_q)|_{Right}$, et les quadrupôles Q1 à Q6 sont ceux qui jouxtent l'IP, soit à gauche (Left), soit à droite (Right). Un résultat numérique important est que dans les conditions de focalisation extrêmes ($\beta^* = 0{,}25$ m) et en présence d'un angle de croisement $2y'^* = 200\,\mu$rad (total), la dimension transverse du faisceau à l'IP s'en trouve augmentée de 50% ; cet argument suffit à justifier la nécessité d'une correction locale de la dispersion induite par l'angle de croisement.

Correction de la dispersion périodique

Prenons l'exemple de la dispersion verticale, induite par un angle de croisement vertical. Un schéma de correction proposé [42] utilise des quadrupôles tournés disposés de part et d'autre de la section droite longue qui comprend l'IP. Pour annuler simultanément d_z et sa dérivée (deux paramètres), condition

pour que d_z ne se propage pas au-delà de cette section droite, il faut deux familles de quadrupôles, disons, $SQ1$ et $SQ2$. L'équation du mouvement en présence de $SQ1$ et $SQ2$, dont on note la force $R(s)$, s'écrit

$$d^2\,{}^c d_z/ds^2 + K(s)\,{}^c d_z = R(s) D_x \tag{3.4.6}$$

où D_x est la dispersion horizontale, que l'on couple ainsi au plan vertical. La solution de cette équation est (RL est la force intégrée sur la longueur totale L des quadrupôles de correction)

$${}^c d_z(s) = \sqrt{\beta_z(s)}/(2\sin\pi Q_z) \sum_{SQ} (RL)_{SQ} D_x(s_{SQ}) \sqrt{\beta_z(s_{SQ})} \cos Q_z[\pi - |\phi(s) - \phi(s_{SQ})|] \tag{3.4.7}$$

En supposant que ${}^c d_z(s)$ compense la dispersion due à l'angle de croisement (Eq. 3.4.2) on obtient la condition recherchée concernant la force des familles $SQ1$ et $SQ2$,

$$\boxed{(RL)_{SQ1} = -\sin(\epsilon)\frac{\Sigma_q}{D_x\sqrt{\beta_z}}, \quad (RL)_{SQ2} = \cos(\epsilon)\frac{\Sigma_q}{D_x\sqrt{\beta_z}}} \tag{3.4.8}$$

avec $\Sigma_q = \sum_q (KL)_q z_{co}(s_q)\sqrt{\beta_z(s_q)}$ et $\epsilon = Q_z(\phi^* - \phi(SQ)) - \pi/2\,[\pi/2]$. L'application numérique dans les conditions du LHC montre que les forces $(RL)_{SQ1,2}$ nécessaires sont conservatives, et en particulier suffisamment faibles pour ne pas introduire de couplage bétatron. On peut en particulier montrer que la force intégrée d'une famille $(RL)_{SQ}$ est majorée par

$$\boxed{(RL)_{SQ,max} = 7{,}6\, z'^*/\sqrt{\beta_z^*}} \tag{3.4.9}$$

ce qui conduit à une force maximale de $1{,}1\,10^{-3}$ m^{-1} pour un angle de croisement $2z'^* = 200\mu$rad et avec $\beta_z^* = 0{,}5$ m. L'efficacité de cette correction est montrée en Fig. 10-droite (obtenue au moyen du code d'optique MAD du CERN [43]), dans le cas d'un croisement dans le plan vertical à l'IP5 (emplacement du détecteur CMS) ; on constate que la dispersion perturbative périodique est bien nulle au-delà des correcteurs, disposés de part et d'autre de la section droite longue (la situation initiale était analogue à la courbe "dx" de la Fig. 10-gauche).

3.4.4 Champs de fuite et défauts multipôlaires dans le LHC

Au moyen du code de tracé de trajectoires Zgoubi [44] j'ai réalisé des études pionnières concernant les effets des non-linéarités introduites par les champs de fuite des dipôles et quadrupôles sur les paramétres du LHC (nombres d'onde, chromaticité, etc.) [45], et innové en utilisant cette méthode de tracé de trajectoires pas à pas pour étudier les effets de défauts multipôlaires dans les quadrupôles faible-β sur l'ouverture dynamique [46].

Ces questions sont abordées depuis dans d'autres équipes [47], en particulier pour ce qui concerne la qualité du champ des quadrupôles faible-β, car ceux-ci d'une part représentent un investissement extrêmement lourd, d'autre part nécessitent des qualités exceptionnelles de par leur position dans la structure optique du LHC, au voisinage immédiat des points de collision des faisceaux de protons.

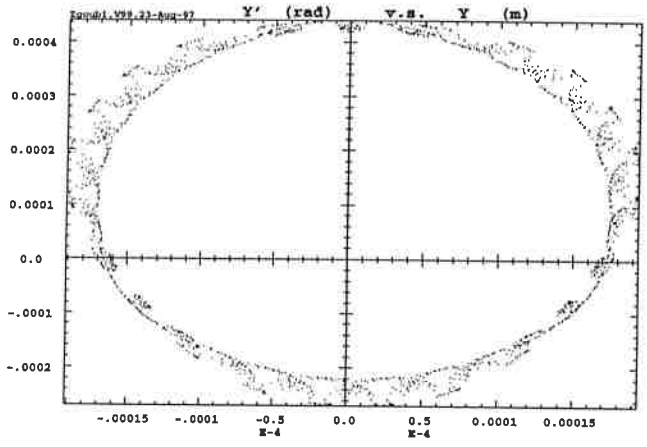


Figure 11: Mouvement dans l'espace des phases vertical au point d'interaction 5 du LHC, à la limite de stabilité, en présence d'un défaut b_{10} dans les quadrupôles faible-β ainsi que d'angles de croisement de 0,28 mrad (total) inclinés à 45 deg. aux points d'interaction 1 et 5. La particule a été lancée pour 1000 tours avec les coordonnées initiales x=x'=y=0 et $y' = 11{,}0\,\sigma$.

La simulation de ces défauts de champ multipôlaires utilise le modèle décrit en Section 3.7.2, page 41 (Eq. 3.7.4). Cette technique d'investigation est innovante en ce que le tracé de trajectoire pas à pas n'avait jamais été envisagé auparavant pour ce type d'étude, car considéré comme trop lent. Cet argument a peu à peu perdu de sa valeur avec l'augmentation de vitesse des calculateurs. En revanche, la méthode présente un atout de poids : elle permet de simuler avec autant de précision qu'on le désir les champs présents ainsi que leurs défauts, contrairement aux méthodes dites de "mapping" en usage. Autrement dit, le tracé de trajectoire offre une technique de contrôle *a posteriori* probablement inégalée.

Une façon de procéder consiste à tracer les trajectoires d'un échantillon déterminé de particules, dont ensuite l'on tire les paramètres de la machine tels que les nombres d'onde, la chromaticité, les amplitudes bétatron, la dispersion, etc., ainsi qu'éventuellement la variation de ces paramètres en fonction de l'invariant sur lequel se trouve la particule, ou de son écart en moment, etc.

La Fig. 11 montre un spécimen de transport multitour (quelques centaines) dans le LHC réglé en mode d'optique de collision ($\beta^* = 0{,}5$ m aux points d'interaction 1 (ATLAS) et 5(CMS)), en présence d'un défaut 20-pôlaire dans les quadrupôles des deux régions faible-β. Cette "expérience numérique" avait pour but de contrôler la limite de stabilité (l'"ouverture dynamique") à 1000 tours ainsi que l'évolution de certains paramètres comme les nombres d'onde au voisinage de cette limite, entre autres pour comparaisons avec des résultats de méthodes plus classiques [48].

3.5 Transport de protons polarisés

La conception d'accélérateurs s'accompagne de nombreux problèmes annexes, comme par exemple le transport de faisceaux polarisés. Cette question a occupé une partie de notre équipe du Groupe Théorie du LNS, pendant environ deux années (1991-1992). L'objectif était d'étudier l'installation d'un "serpent sibérien" partiel[26] dans le synchrotron SATURNE, dans le but d'en tester le principe à haute énergie[27].

La méthode de calcul numérique présentée ici (Section 3.5.1) a été développée dans ce contexte, avec certaines phases délicates tel le problème de la résolution avec suffisamment de précision des équations de Lorentz (mouvement des protons) et de Thomas-BMT (mouvement du spin [53]). Suffisamment de matière pour donner lieu à deux stages d'étudiants en école d'ingénieur. Le premier stage a consisté à installer dans le code un solénoïde, simulé de façon très précise par une méthode d'intégrales elliptiques [54] ; il trouve rapidement application dans un problème de blindage magnétique du solénoïde d'injection des protons polarisés dans le synchrotron SATURNE [55]. Le second stage concernait la validation de la méthode numérique d'intégration de l'équation de Thomas-BMT (Eq.3.5.1), par tracé de trajectoires multitour et étude du franchissement des résonances dépolarisantes dans SATURNE [56].

La méthode numérique utilisée présente un mérite important et innovant : elle permet la prise en compte de tous les types de défauts que l'on rencontre dans les accélérateurs, magnétiques (défauts de champs dans les dipôles de courbure, de gradient dans les quadrupôles de focalisation, champs de fuite) ou géométriques (défauts de positionnement des aimants). Dans le cas des des champs de fuite par exemple : le champ magnétique prend des formes complexes (non-linéaires) aux extrémités des dipôles et quadrupôles d'un accélérateur ; il agit par conséquent de façon complexe sur le dynamique du spin, à laquelle on ne peut donc accéder autrement que par la simulation numérique. Ainsi, c'est par exemple pour le traitement des champs de fuite que le laboratoire du synchrotron COSY (3 GeV, KFA-Jülich) a demandé vers 1995 une copie du code Zgoubi [44] dans lequel la méthode avait été installée [56, 57]. Cette méthode numérique permet en outre la simulation d'effets dynamiques particuliers qui ne peuvent être calculés analytiquement, tels que l'interférence entre résonances dépolarisantes non isolées[28] ou la présence de mouvement synchrotron (Section 3.5.2).

3.5.1 Une méthode de calcul numérique

Cette méthode a été développée dans le but d'être implantée dans le code de tracé de trajectoires Zgoubi [44] décrit en Section 3.7. L'astuce dans ce problème consistait à réaliser que, l'équation différentielle du mouvement de précession du spin $\vec{S}$ d'une particule relativiste dans un champ magnétique $\vec{b}$, dite "de Thomas-BMT" [53]

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{q}{m}\vec{S} \times \vec{\Omega} \tag{3.5.1}$$

[26] Un serpent sibérien est un dispositif magnétique constitué d'un aimant (ou d'une série) tel que dipôle ou solénoïde, dont le rôle est de provoquer à chaque traversée une rotation de 180 degrés du spin des particules - tout en étant inoffensif du point de vue de l'optique corpusculaire [49]. Cette action résonante garantit le maintien de la polarisation à sa valeur initiale en la rendant insensible aux imperfections toujours présentes dans un accélérateur [50]. Le serpent sibérien est dit "partiel" si la rotation est une fraction de 180 degrés.

[27] Cette expérience aurait été une première. Elle n'a pas été réalisée faute de crédits (coût 1 MF environ), et la primeur est revenue au Brookhaven National Laboratory qui a installé un serpent sibérien solénoïdal partiel sur l'accélérateur AGS [51], sur la base des premiers résultats obtenus à basse énergie sur l'anneau de refroidissement de IUCF (Indiana, USA) dès 1989 [52].

[28] On dit que deux résonances dépolarisantes sont non isolées si la distance qui les sépare (*i.e.*, l'écart en énergie, du point de vue de la particule accélérée) est plus petite que la distance nécessaire pour que la polarisation atteigne la valeur asymptotique correspondant au franchissement d'une unique résonance [50].

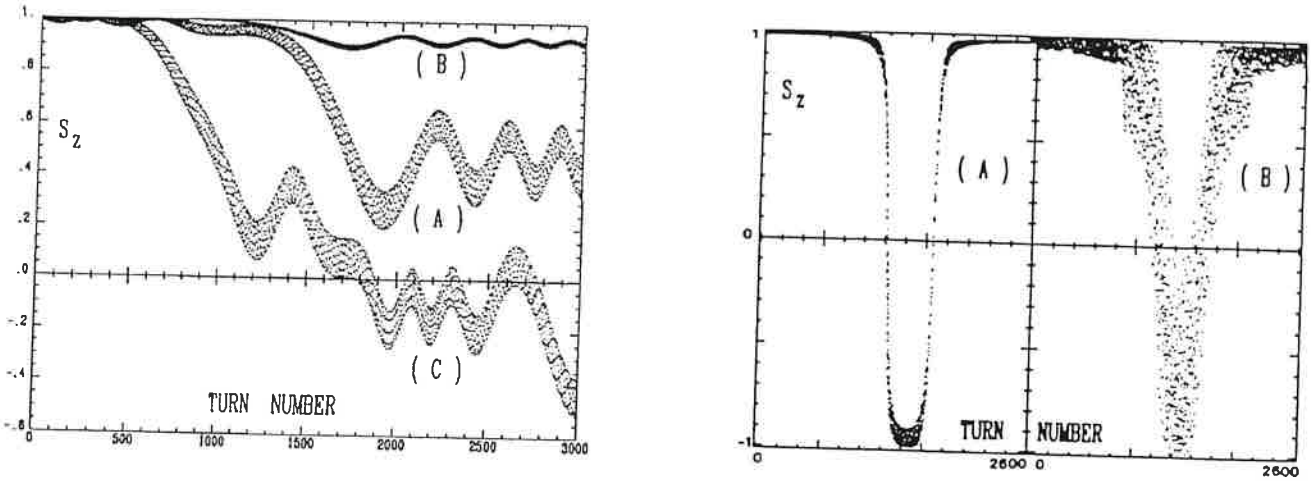


Figure 12: Figure de gauche : évolution de la composante verticale S_z du spin d'un proton lors de la traversée d'une résonance dépolarisante forte (A) ou faible (B) ; le cas (C) est celui d'une traversée multiple en présence de mouvement synchrotron. Figure de droite : franchissements successifs de deux résonances voisines, séparées soit (A) de 8 fois la largeur des résonances, soit (B) de 2,8 fois seulement.

et l'équation de Lorentz (3.7.1) ayant la même forme, la première est justiciable, *mutatis mutandis*, du même traitement que la seconde tel que décrit en Section 3.7.1, d'une part, ce qui d'autre part rendait aisée son installation dans le code de tracé de trajectoire Zgoubi du Laboratoire National SATURNE [44, 56, 57].

Dans l'Eq. ci-dessus on a $\vec{\Omega} = (1+\gamma G)\vec{b} + G(1-\gamma)\vec{b}_{//}$ où G est le moment magnétique anomal de la particule, $\vec{b}_{//}$ est la composante de $\vec{b}$ parallèle à la vitesse $\vec{v}$ de la particule. On peut simplifier l'écriture en utilisant, comme en Section 3.7.1, $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$, $ds = v\,dt$, $m\vec{v} = mv\vec{u} = q\,B\rho\,\vec{u}$, ce qui conduit à la forme plus aisément manipulable

$$\vec{S}' = \vec{S} \times \vec{\omega}\ , \qquad \text{avec} \qquad \vec{\omega} = \frac{\vec{\Omega}}{B\rho} \tag{3.5.2}$$

On résoud numériquement cette équation différentielle en progressant pas à pas (par sauts de longueur Δs, typiquement de l'ordre du centimètre) du point M_0 au point M_1 (Fig. 16) par décomposition en série de Taylor tronquée - arbitrairement - à l'ordre 4 en Δs, soit

$$\vec{S}(M_1) \approx \vec{S}(M_0) + \frac{d\vec{S}}{ds}(M_0)\,\Delta s + \frac{d^2\vec{S}}{ds^2}(M_0)\frac{\Delta s^2}{2} + \frac{d^3\vec{S}}{ds^3}(M_0)\frac{\Delta s^3}{3!} + \frac{d^4\vec{S}}{ds^4}(M_0)\frac{\Delta s^4}{4!} \tag{3.5.3}$$

Les dérivées $\vec{S}^{(n)} = d^n\vec{S}/ds^n$ en M_0 sont obtenues par dérivations récurrentes de $\vec{S}' = \vec{S} \times \vec{\omega}$ et les $\vec{b}_{//}$ et dérivées intervenant dans les $\omega^{(n)}$ sont obtenus par dérivation de $\vec{b}_{//} = (\vec{b}\cdot\vec{u})\,\vec{u}$.
Enfin, les $\vec{u}$, $\vec{b}$ et leurs dérivées à l'ordre n sont des grandeurs connues puisque sous-produits du calcul de trajectoire de la particule de M_0 à M_1 (Section 3.7.1).

3.5.2 Application au transport de spin dans SATURNE

La Fig. 12-gauche donne l'évolution de la composante verticale S_z du spin au cours de la traversée de la résonnance dépolarisante $\gamma G = 7 - \nu_z$ dans le synchrotron SATURNE. Dans cette simulation

le nombre d'onde vertical est $\nu_z = 3{,}611$ ce qui, compte tenu de $G = 1{,}7928$ situe la résonance à l'énergie de 2,016 GeV. Les courbes A et B illustrent le comportement asymptotique de S_z tel que donné par la formule de Froissard et Stora [50], avec laquelle l'accord est parfait. La courbe C montre le mouvement de la composante de spin S_z d'une particule animée d'un mouvement synchrotron : dans ce cas, l'oscillation synchrotron autour du moment central provoque une traversée multiple de la résonance, et le résultat est imprédictible analytiquement.

La Fig. 12-droite montre la traversée d'une paire de résonances voisines ($\gamma G = \nu_z$ suivie de $\gamma G = 8 - \nu_z$) : seule la simulation numérique est, dans ce cas encore, capable de prédire la dynamique.

3.5.3 Thème porteur

Le transport de faisceaux polarisés à haute énergie reste un thème porteur de sujets de recherche. Les méthodes de "tune-jump" et de "serpent sibérien" sont prometteuses, mais il existe (ou il faut trouver...) d 'autres façons de procéder, qui éventuellement demandent des études supplémentaires, théoriques ou expérimentales. Ces recherches sont un passage obligé pour amener - et stocker pendant plusieurs heures - des faisceaux de protons à des énergies de plusieurs centaines de GeV avec une polarisation suffisante pour la physique (la limite supérieure actuelle d'accélération de protons polarisés est de 25 GeV)[29].

Le sujet est d'actualité pour les machines comme RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven National Laboratory, USA ; 250 GeV en protons ; démarrage prévu pour 1999) - l'optique du projet RHIC était au-demeurant l'une des motivations des expériences de serpent sibérien de IUCF abordées plus haut, comme HERA (DESY, Hamburg ; protons de 820 GeV), comme le Tevatron (Fermilab, IL, USA ; protons de 0.9 TeV).

Les méthodes numériques de transport de spin, les méthodes pour venir à bout des traversées de résonances font l'objet de publications régulières[30].

[29] Pour en savoir plus : http://www-mpy.desy.de/proton_pol/.
[30] Pour en savoir plus : http://www-acc-theory.kek.jp/ICFA.

3.6 Optique corpusculaire

La conception d'accélérateurs, de lignes de transport, de spectromètres pour la physique nucléaire sont les tâches de fond de l'optique corpusculaire. En une dizaine d'années nous avons traité nombre de sujets volumineux[31] : spectromètre à Kaons pour GSI Darmstadt [58, 59], projet de recirculateur à électrons ELFE [60, 61], installation SPIRAL du Laboratoire GANIL[32], projet de machine à rayonnement synchrotron SOLEIL [65], etc.

Parmi les diverses missions qui ont incombé au Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE figure aussi le développement de méthodes de calcul qui répondent au mieux aux problèmes nouvellement posés. A titre d'illustration j'en donne deux exemples qui sont révélateurs de la façon dont nos travaux diffusent et s'inscrivent dans des thèmes intéressant d'autres laboratoires, français ou étrangers, participant ainsi d'une certaine manière à l'orientation des recherches au sein de notre communauté.

Le premier exemple (Section 3.6.1) est relatif à une méthode de calcul de l'uniformisation transverse des faisceaux de particules [66]. L'originalité du travail dans ce cas particulier réside dans le développement d'un formalisme analytique qui permet le réglage rigoureux de l'uniformisation à la cible ainsi que la quantification du halo accompagnant le faisceau tout le long de la ligne, quand le premier se faisait jusqu'alors de façon empirique et le second était laissé de côté faute d'être compris. Cette technique d'uniformisation s'applique par exemple à la production de neutrons par spallation ou autre irradiation de cibles étendues [67].

Le second exemple (Section 3.6.2) est relatif à la simulation numérique d'une microsonde nucléaire submicronique constituée de quadrupôles de focalisation magnéto-électrostatiques formant un achromat au second ordre [68]. Ces travaux sont le prolongement d'une étude réalisée au LNS [69], concernant la conception de la microsonde du Laboratoire Pierre Sue du CEA-Saclay [70] et en collaboration avec celui-ci. Ils ont rapidement diffusé dans d'autres Laboratoires travaillant sur les microsondes [71] ou d'une façon plus générale sur les ensembles optiques qui comportent les deux types d'éléments - électrique et magnétique, tel le Laboratoire du Cyclotron TRIUMF à Vancouver[33].

3.6.1 Uniformisation transverse d'un faisceau de particules

Le principe de l'uniformisation transverse d'un faisceau de particules par un octupôle magnétostatique est connu depuis 1983 [73], et son amélioration par des lentilles d'ordre supérieur impair (dodécapôle, etc.) depuis 1988 [74], mais le réglage des lentilles non-linéaires intervenant dans ce type d'optique s'est toujours fait de façon empirique, ce qui est fastidieux et délicat, voire source d'échec. Cela nous a amenés à développer une méthode de calcul de la force des non-linéarités mises en jeu, ainsi que résumé ci-après. Une autre retombée de ces calculs est la connaissance que l'on en tire du halo qui accompagne le faisceau transporté, et donc par exemple des taux de pertes de particules dans les parois de la chambre à vide ou d'irradiation de l'environnement. Cette information innovante est de toute première utilité lorsque l'intensité du faisceau transporté est élevée, ce qui est le cas dans l'application au retraitement des déchets nucléaires [75] et autres programmes [67] à l'étude au Commissariat à l'Energie Atomique.

[31] Par volumineux j'entends, des sujets représentant quelques mois à plusieurs années de travail pour une équipe de plusieurs personnes.

[32] Sur web : http://ganinfo.in2p3.fr.

[33] Qui possède sa propre version des logiciels afférents développés au LNS [72].

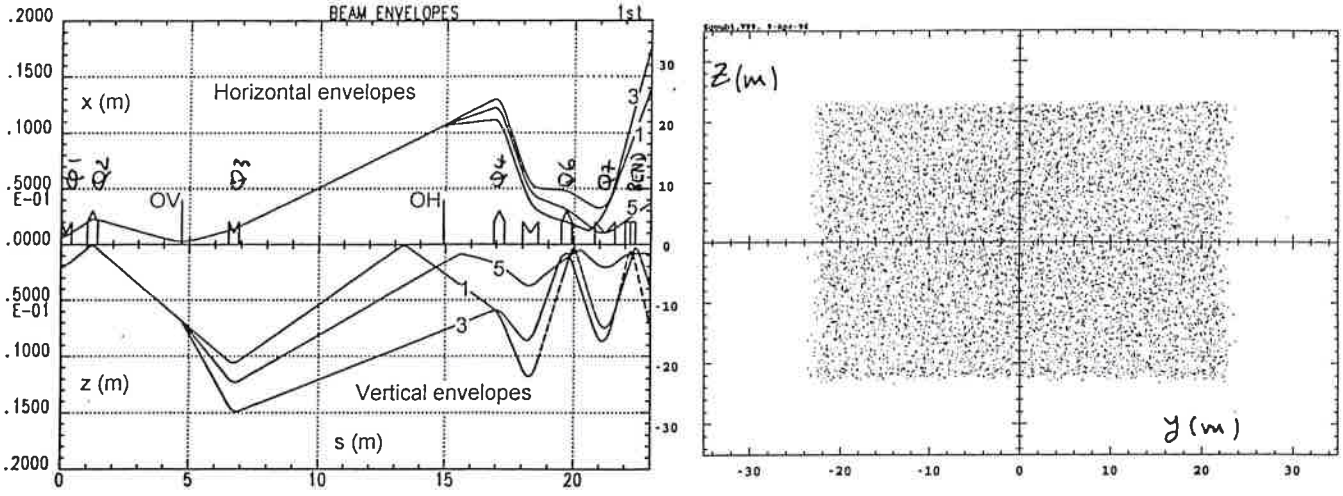


Figure 13: Figure de gauche : assemblage optique typique d'un système d'expansion de faisceau, et enveloppes linéaires (1) et non-linéaires (3,5) qui en résultent ; l'uniformisation à la cible est assurée par les multipôles OH et OV. Figure de droite : section transverse du faisceau uniformisé à la cible.

Uniformisation transverse

On considère une ligne optique telle que schématisée en Fig. 13-gauche, constituée d'une série de lentilles quadrupôlaires qui ont pour but de créer une image de dimensions arbitraires sur une cible située à l'extrémité droite de la ligne, et de deux lentilles non-linéaires (notées OH et OV) qui sont disposées de manière à agir, indépendamment l'une de l'autre, sur la distribution des particules dans les deux plans transverses, horizontal (indice x) et vertical (indice z), de façon à obtenir une densité transverse uniforme sur la cible (Fig. 13-droite).

L'optique corpusculaire décrit usuellement un faisceau de particules, en un point quelconque d'abscisse s d'une ligne optique, par son ellipse de phases d'équation (la variable y représente indifféremment x ou z)

$$\gamma(s)y^2 + 2\alpha(s)yy' + \beta(s)y'^2 = \epsilon_y/\pi \tag{3.6.1}$$

où y et y' représentent respectivement la position et l'angle d'une particule en ce point, β, α et $\gamma = (1+\alpha^2)/\beta$ sont les paramètres qui définissent l'ellipse dans l'espace des phases (y, y') à l'abscisse s et ϵ_y est la surface de l'ellipse - notons au passage, pour la suite, qu'en optique linéaire cette surface est un invariant : la forme de l'ellipse change avec s mais pas sa surface. On fait l'hypothèse dans ce problème que l'ellipse est plate au droit de la lentille non-linéaire[34] (OH ou OV) située en s_0 (ceci peut toujours être réalisé au moyen de quadrupôles de focalisation placés en amont), on l'assimile donc à un segment ce qui permet d'écrire $y(s_0) \approx r\, y'(s_0)$ avec $r \approx -\beta(s_0)/\alpha(s_0)$. On montre alors que dans ce cas la position transverse $y(s)$ d'une particule en aval de la lentille ($s > s_0$) s'obtient à partir de son incidence initiale $y'(s_0)$ à l'entrée de la lentille par

$$y(s) = \sum_{p=0}^{n} \lambda_{2p+1} y'^{2p+1}(s_0) \tag{3.6.2}$$

[34]L'étude détaillée [66] montre au demeurant que cette hypothèse est une condition nécessaire à la qualité de l'uniformisation.

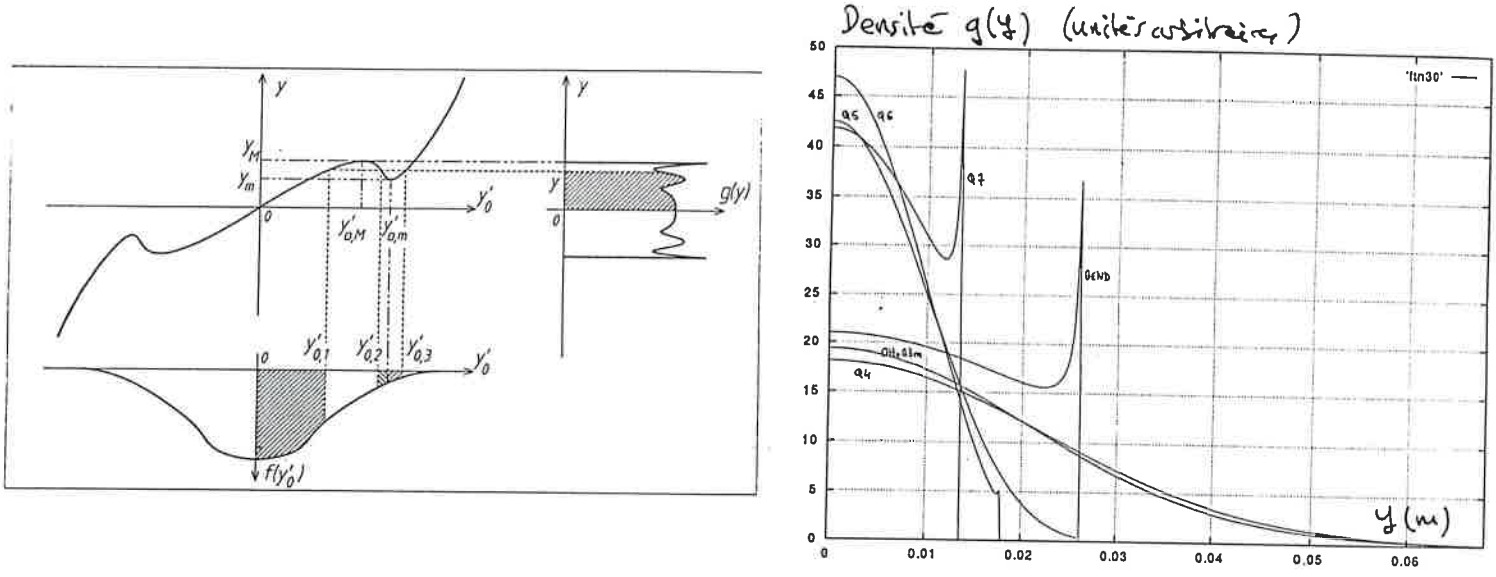


Figure 14: Figure de gauche : principe de l'uniformisation au moyen de distortions optiques d'ordre impair. Figure de droite : densités transverses à différentes abscisses en aval de la lentille non-linéaire.

où $\lambda_1 = rR_{11}$ et $\lambda_{2p+1>1} = -R_{12}\,K_{2p+1}\,L\,r^{2p+1}$, les coefficients R_{ij} étant connus car définis par le transfert de s_0 à $s > s_0$ au premier ordre (*i.e.*, la lentille non-linéaire étant éteinte), soit

$$\begin{pmatrix} y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y(s_0) \\ y'(s_0) \end{pmatrix}$$

et $K_{2p+1}\,L$ étant la force intégrée de la lentille non-linéaire. Compte-tenu de ces divers paramètres, on montre [66] que la densité transverse dans le faisceau, initialement $f[y'(s_0)]$ (en principe de forme "en cloche"), acquiert une distribution "uniformisée" (Figs. 14)

$$g[y(s)] = \sum_{i=1}^{N} \frac{f[y'_{s_0,i}(y)]}{|\sum_{p=0}^{n}(2p+1)\lambda_{2p+1}y'^{2}_{s_0,i}(y)|} \tag{3.6.3}$$

où les $y'_{s_0,i} (i = 1,\ N)$ sont les N racines réelles de l'Eq. (3.6.2). On montre en outre que, corrélativement, les forces des lentilles non-linéraires permettant d'obtenir à la cible une empreinte uniforme d'étendue y_M sont données par

$$\begin{aligned} K_3L \left(= \frac{B_{p,3}L}{a^3 B\rho}\right) &= \frac{4}{27}\frac{(rR_{11}+R_{12})^3}{r^3 R_{12} y_M^2} \quad \text{pour l'octupôle} \\ K_5L \left(= \frac{B_{p,5}L}{a^5 B\rho}\right) &= -\frac{(K_3L)^2}{4}\frac{rR_{12}}{rR_{11}+R_{12}} \quad \text{pour le dodécapôle, etc.} \end{aligned} \tag{3.6.4}$$

Transport du halo

En optique linéaire l'enveloppe du faisceau en un point quelconque d'abscisse s le long d'une ligne transport est donnée par $\sigma(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon_y/\pi}$. Cela permet d'introduire la notion de $n\sigma-$enveloppe,

qui correspond à la limite à $n\sigma$ de la distribution transverse (généralement supposée gaussienne). Dans ce cas la proportion de particules situées en-dehors de cette enveloppe est $\tau = 1 - \mathrm{erf}(n\sigma)$ Dans le cas du système d'expansion de faisceau, du fait des fortes non-linéarités introduites par les lentilles d'uniformisation, la distribution transverse s'éloigne trop d'une gaussienne pour que ce modèle conserve un sens. Il est dans ce cas loisible de calculer une $\tau-$enveloppe non-linéaire $Y(s)$, définie en toute abscisse s par (Eq. 3.6.3)

$$1 - \tau = \int_0^{Y(s)} g(y)\, dy = \int_0^{Y(s)} \sum_{i=1}^{N} \frac{f[y'_{s_0,i}(y)]}{|\sum_{p=0}^{n}(2p+1)\lambda_{2p+1} y'^2_{s_0,i}(y)|} dy \quad (3.6.5)$$

L'intégrale de droite peut se calculer numériquement pour une distribution initiale $f(y')$ arbitraire. Toutefois, on considère généralement que les particules présentent une distribution naturelle gaussienne centrée, soit, $f(y') = exp(-y'^2/2\sigma^2_{y'})/\sigma_{y'}\sqrt{2\pi}$, ce qui permet de simplifier l'Eq. 3.6.5 à résoudre en $Y(s)$, sous la forme

$$1 - \tau = \mathrm{erf}\left[y'_{s_0,1}(Y(s))\right] - \mathrm{erf}\left[y'_{s_0,2}(Y(s))\right] + \mathrm{erf}\left[y'_{s_0,3}(Y(s))\right] \quad (3.6.6)$$

dans le cas d'une non linéarité purement octupôlaire (il y aurait jusqu'à 5 racines possibles, $y'_{s_0,i=1,5}$ dans le cas d'une additionnelle non linéarité dodécapôlaire, et ainsi de suite).

Cette méthode numérique a été installée dans le code d'optique matricielle BETA du Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE, compte-tenu de ce que le transport matriciel apporte comme on l'a vu la connaissance des coefficients λ_{2p+1} qui permettent de déterminer la densité transverse $g[y(s)]$ (Eq. 3.6.3) en tout point de la ligne (Fig. 14-droite). La Fig. 13-gauche montre les enveloppes horizontales et verticales ainsi obtenues pour $\tau = 10^{-7}$ (Eqs. 3.6.5, 3.6.6) selon que l'on utilise un octupôle seul (courbe 3) ou octupôle+dodécapôle (courbe 5).

3.6.2 Achromat au second ordre magnéto-électrostatique

Le principe de l'achromat au second ordre magnéto-électrostatique est connu depuis 1962 [76]. On montre que, dans un système composé de deux lentilles coaxiales respectivement magnétique (de force K_m) et électrostatique (de force K_e), une particule obéit au second ordre à l'équation du mouvement [77]

$$d^2y(s)/ds^2 \pm \left[K_m(1 - \delta + \delta^2) - K_e(1 - 2\delta + 3\delta^2)\right] y = 0 \quad (3.6.7)$$

(signe + pour le mouvement horizontal, − pour le mouvement vertical). Au sens du transfert matriciel le mouvement présente des coefficients d'aberration chromatique de second ordre nuls si $K_m = -2K_e$. La focalisation au moyen d'une telle lentille combinée permet d'atteindre des dimensions d'images si petites (comme par exemple dans les microsondes nucléaires) que les aberrations géométriques d'ordre 3 et plus (celles de second ordre sont nulles dans des quadrupôles) prennent une certaine importance. Il devient donc nécessaire de calculer ce type d'installation au moyen du tracé de trajectoire par résolution numérique de l'équation de Lorentz en présence de modèles aussi réalistes que possible des champs et de leurs défauts éventuels (*e.g.*, les champs de fuite d'extrémité des lentilles).

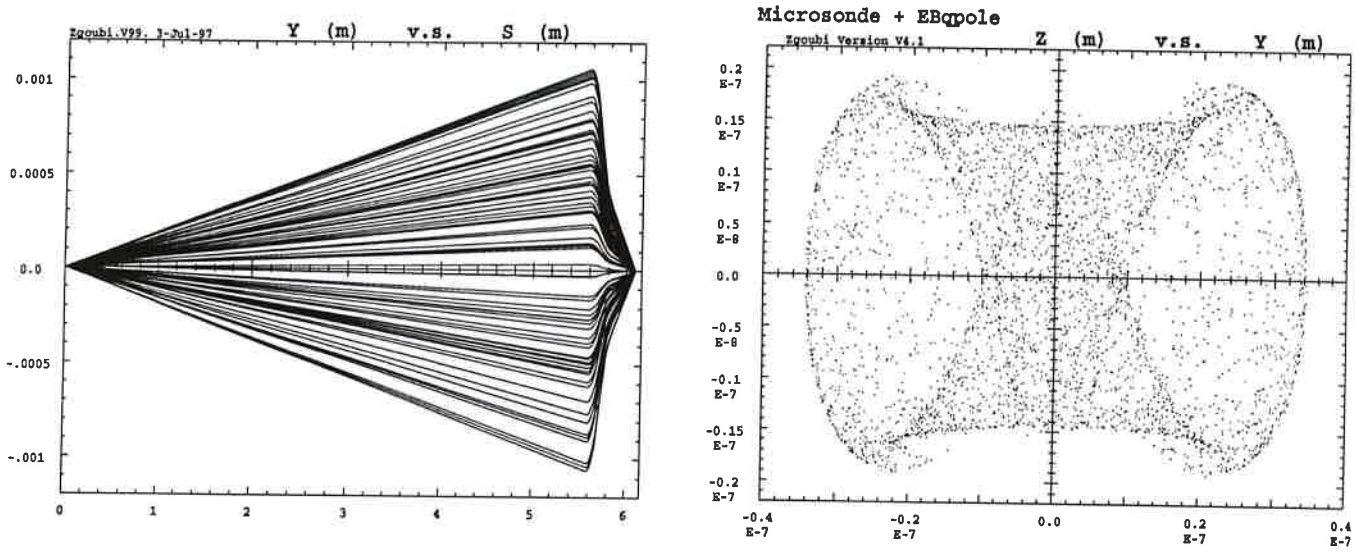


Figure 15: Figure de gauche : ensemble de 50 trajectoires formant un tube faisceau dans l'étage final d'une microsonde utilisant un doublet quadrupôlaire électro-magnétostatique. Figure de droite : section transverse de la sonde submicronique ($\approx 0{,}7\,\mu m \times 0{,}4\,\mu m$) au point image, à l'extrémité droite de la ligne en présence d'une dispersion en moment $-3\,10^{-4} < \delta p/p < 3\,10^{-4}$ uniforme. (En présence de quadrupôles purement magnétostatiques la dimension de cette sonde serait environ 25 fois plus grande du seul fait de cette dispersion).

Cette possibilité était offerte par le code Zgoubi [44] en usage au Groupe Théorie du LNS (*cf.* Section 3.7), dont, pour la circonstance, la bibliothèque d'éléments optiques a été enrichie de lentilles multipôlaires magnéto-électrostatique [68] comme présenté en Section 3.7.2. Le résultat spectaculaire est dans la précision du tracé de trajectoire, que l'on observe par exemple en Fig. 15 : l'amplitude de l'excursion transverse des particules parcourt une gamme de près de cinq ordres de grandeur le long de la ligne optique pour atteindre *in fine* une dimension aussi petite que $\approx \pm 0{,}03\mu$m à la sonde en présence d'un doublet focalisant magnéto-électrostatique (l'image fait environ $0{,}5\mu$m si l'on utilise un doublet magnétostatique conventionnel [68]) ; noter que, qui plus est, le degré de définition obtenu est mis en valeur par la structure de Lissajous plus fine encore qui se révèle.

3.6.3 Thèmes porteurs

Uniformisation

L'uniformisation transverse des faisceaux est sujet d'étude dans le cadre de plusieurs projets, comme APT[35] à Los Alamos, USA [78], pour la production de tritium par spallation, ESNIT[36] à JAERI [79], Japon, pour le test de matériels sous irradiation de neutron. En particulier aussi au CEA, avec le projet IPHI[37], tête de ligne (source + 1er étage d'accélération) d'une installation d'irradiation des déchets nucléaires par des protons de haute énergie [75], qui permet d'envisager de tester en grandeur nature les principes théoriques présentés en Section 3.6.1. Quoiques que déjà abordés par certains auteurs [80], les problèmes de charge d'espace ou de contrôle du halo continuent de nécessiter des

[35] Accelerator Production of Tritium.
[36] Extended Spallation Neutron Irradiation Target.
[37] Installation de Protons à Haute Intensité.

études approfondies, en particulier si une application est envisagée, par exemple dans une phase ultérieure des projets IPHI ou TRISPAL [66, 81] au CEA.

Microsondes

La voie des quadrupôles achromatiques (combinant champs électrique et magnétique) peut être une solution à la recherche de sondes sensiblement submicroniques, comme cela est envisagé au laboratoire Pierre Sue du CEA-Saclay. Les travaux de thèse de P. H. Mutsaers [82] en montrent l'intérêt[38], de même que les considérations développées en Section 3.6.2 ci-dessus. S'orienter dans cette direction suppose un investissement théorique concernant d'autres effets susceptibles de prendre alors une importance non négligeable, tels que la stabilité, l'alignement, les aberrations géométriques - qui peuvent devenir prépondérantes - et chromatiques d'ordre trois et plus, les effets thermiques, etc.

[38] Ces travaux font au-demeurant appel au code de tracé de trajectoires Zgoubi [44] développé au Laboratoire National SATURNE.

3.7 Méthodes d'optique non-linéaire ; le code d'optique corpusculaire Zgoubi

Les activités d'optique corpusculaire au Groupe Théorie du Laboratoire National SATURNE nous ont amenés à prendre en main et assurer la maintenance et le développement du code de tracé de trajectoires Zgoubi [44]. Ce code est probablement le plus puissant au monde dans sa catégorie, en terme de précision de la méthode d'intégration, en terme de volume et variété de sa bibliothèque d'éléments optiques, par exemple.

Le logiciel informatique Zgoubi calcule les trajectoires de particules chargées dans des champs magnétiques et électriques. Il est né vers 1970 des besoins de la spectrométrie nucléaire, au Laboratoire National Saturne, Commissariat à l'Energie Atomique, Saclay. Il a évolué depuis vers une multitude d'applications différentes comme par exemple la conception d'ensembles optiques complexes contenant des éléments aussi variés que dipôles, quadrupôles et autres multipôles non-linéaires, ou encore l'optimisation des structures périodiques.

Comparé à d'autres codes basés sur le même principe (*i.e.*, intégration numérique pas à pas de l'équation de Lorentz[39]) Zgoubi présente plusieurs particularités :

- une méthode d'intégration basée sur les séries de Taylor, qui optimise le temps de calcul tout en assurant une très grande précision numérique,
- le transport du spin, utilisant la même méthode d'intégration que pour l'équation de Lorentz,
- calcul du rayonnement synchrotron à partir des trajectoires préalablement déterminées,
- possibilité d'utiliser des cartes de champ (*e.g.*, mesurées) mono-, bi- ou tri-dimensionnelles,
- bibliothèque de procédures Monte Carlo : nombre illimité de particules, simulation de la désintégration en vol, etc.,
- procédure intégrée d'ajustement automatique de variables sous contraintes,
- transport multi-tour dans les machines circulaires, diverses procédures de calcul et d'analyse de paramètres des machines circulaires.

La première version de Zgoubi était dédiée au calcul du spectromètre SPES II du Laboratoire National SATURNE [84], le code a ensuite été perfectionné pour permettre la conception et l'optimisation des spectromètres SPES III et SPES IV du LNS, puis SPEG à GANIL (Caen) [86], ainsi que de lignes à Kaon au CERN [85] (Genève). Plus récemment il a subit des développements importants, corrélativement à la montée en puissance des ordinateurs, ce qui a permis son utilisation pour des études concernant des structures optiques très complexes telles le synchrotron Saturne (CEA, Saclay) [56, 57], le LHC (CERN Genève) [45, 46], le Recycler Ring (FERMILAB USA) [87], etc.

Zgoubi est utilisé dans de nombreux laboratoires francais et étrangers. A titre d'exemple, il vient d'être exporté dans les laboratoires ci-après - chronologiquement, à compter d'aujourd'hui,

- février 1998, groupe SL/OP du CERN, à la demande de K. Hanke - étude sur l'effet des champs de fuite d'un gros dipôle situé à proximité de la ligne d'injection du LHC,
- août 1997, NSCL, Michigan State University, East-Lansing, USA, à la demande de D. Bazin et B. Blank (CNRS Bordeaux) - paramétrisation à partir des cartes de mesures magnétiques du spectromètre supraconducteur S800,

[39] Par opposition aux codes dits "d'ordre n" qui procèdent par transport matriciel à lordre n (n est généralement limité à 1 ou 2).

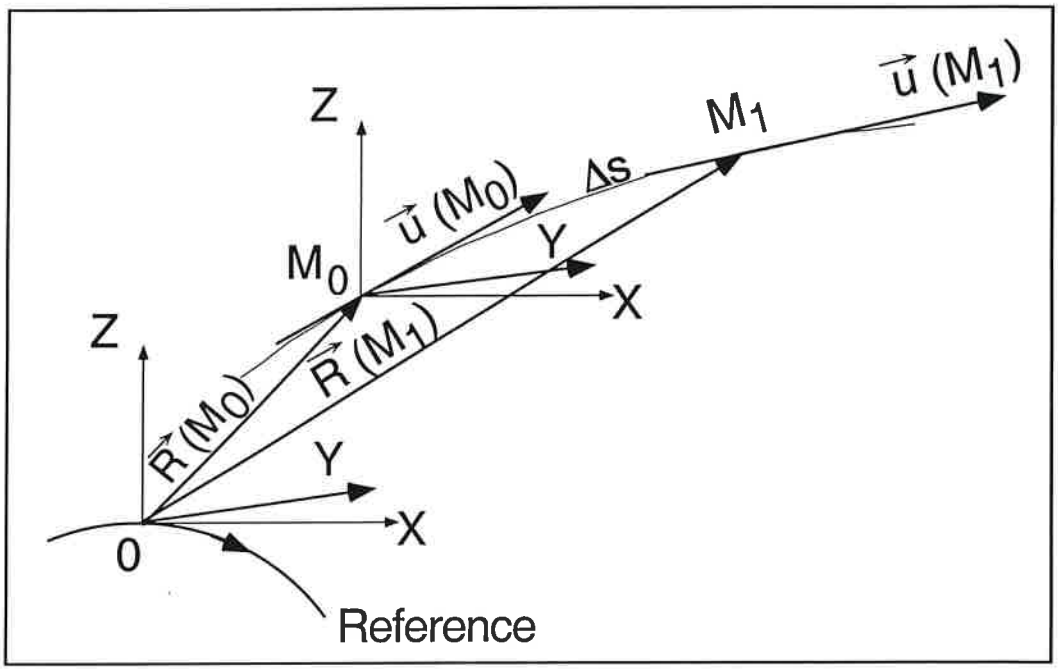


Figure 16: Vitesse et position d'une particule dans le repère de référence.

- janvier 1997, INFN[40], Catania, Italie, à la demande de F. Cappuzzello - calcul d'un spectromètre QD pour faisceaux exotiques,
- octobre 1996, LBL, Berkeley, USA, à la demande de R. Carr - conception d'un aimant "onduleur" pour l'émission de rayonnement synchrotron,
- 1995, laboratoire du synchrotron COSY[41], KFA-Jülich, Allemagne - étude des effets des champs de fuite des aimants du synchrotron sur la dépolarisation du faisceau accéléré.
- 1993, LPNHE, Ecole Polytechnique, Palaiseau, à la demande de Denis Bernard - conception d'un système de focalisation triple-foyer à aimant α et d'un spectromtre Elbek associé, pour une expérience d'accélération par plasma[42] [88]

J'ai moi-même installé ce code dans plusieurs laboratoires, *e.g.*, à GANIL, Caen, en 1988 : conception et optimisation de lignes de transport (Zgoubi est en usage courant à GANIL) ; à FERMILAB, USA, en 1996 pour l'étude étude des effets des champs de fuite des aimants sur les paramètres du futur anneau de stockage de protons à aimants permanents de 8 GeV "Recycler Ring" [87], et pour des études sur le LHC [46] ; au CERN, en 1993 pour cette même raison [45], ainsi que pour une étude d'interférences en rayonnement synchrotron sur une installation de diagnostic au LEP (*cf.* Section 3.2.3), etc.

3.7.1 Intégration de l'équation de Lorentz

L'équation de Lorentz

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = q\,(\vec{e} + \vec{v} \times \vec{b}) \tag{3.7.1}$$

[40]INFN sur web : http://www.infn.it.
[41]COoler SYnchrotron COSY sur web : http://wwwslap.cern.ch/icfa/nlapr97/node21.html.
[42]Cette expérience sur web : http://polhp5.in2p3.fr:8000/grpexp/.

décrit le mouvement d'une particule de charge q, de masse m et de vitesse $\vec{v}$ dans les champs électrique et magnétique $\vec{e}$, $\vec{b}$. On peut en simplifier l'écriture en introduisant les quantités $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$, $ds = v\,dt$, $m\vec{v} = mv\vec{u} = q\,B\rho\,\vec{u}$, et en notant $(\,)' = d(\,)/ds$, ce qui conduit à la forme plus aisément manipulable

$$(B\rho)'\vec{u} + B\rho\,\vec{u}' = \frac{\vec{e}}{v} + \vec{u} \times \vec{b} \tag{3.7.2}$$

Dans Zgoubi cette équation différentielle est résolue numériquement pas à pas, de la façon suivante. Etant données la position $\vec{R}$, la vitesse normalisée $\vec{u}$ et la rigidité $B\rho$ (celle-ci change en présence de champ électrique) au point M_0, la position, la vitesse et la rigidité au point M_1 après un déplacement Δs (typiquement de l'ordre du centimètre, beaucoup plus dans des champs variant peu en fonction de s) (Fig. 16) s'en déduisent par les développements en séries de Taylor tronquées

$$\begin{aligned}
\vec{R}(M_1) &\approx \vec{R}(M_0) + \vec{u}(M_0)\,\Delta s + \vec{u}'(M_0)\,\frac{\Delta s^2}{2!} + ... + \vec{u}''''(M_0)\,\frac{\Delta s^6}{6!} \\
\vec{u}(M_1) &\approx \vec{u}(M_0) + \vec{u}'(M_0)\,\Delta s + \vec{u}''(M_0)\,\frac{\Delta s^2}{2!} + ... + \vec{u}''''(M_0)\,\frac{\Delta s^5}{5!} \\
(B\rho)(M_1) &\approx (B\rho)(M_0) + (B\rho)'(M_0)\Delta s + ... + (B\rho)''''(M_0)\frac{\Delta s^4}{4!}
\end{aligned} \tag{3.7.3}$$

Les quantités entrant dans la détermination numérique de ces séries de Taylor se calculent de la façon suivante. Par différentiations successives de l'Eq. 3.7.2 on obtient les dérivées $\vec{u}^{(n)}$ en fonction des $\vec{u}^{(n-1)}$, $\vec{e}^{(n)}$, $\vec{b}^{(n)}$ et $(B\rho)^{(n)}$, et cette dernière est obtenue par différentiations récurrentes alternativement de $(B\rho)' = \frac{1}{v}(\vec{e}\cdot\vec{u})$ et $\left(\frac{1}{v}\right)' = \frac{1}{c^2}\,\frac{(\vec{e}\cdot\vec{u})}{B\rho} - \frac{1}{v}\,\frac{(B\rho)'}{B\rho}$. Enfin, les dérivées $\left(\frac{1}{v}\right)^{(n)} = d^n\left(\frac{1}{v}\right)/ds^n$ intervenant dans ces différentes équations sont obtenues à partir de $p = \frac{v}{c}\frac{W + mc^2}{c}$, par différentiations successives qui donnent $\left(\frac{1}{v}\right)' = \frac{1}{c^2}\,\frac{(\vec{e}\cdot\vec{u})}{B\rho} - \frac{1}{v}\,\frac{(B\rho)'}{B\rho}$, etc.

Finalement, les seules inconnues qui subsistent sont les dérivées $\vec{e}^{(n)}$ et $\vec{b}^{(n)}$ des champs électrique et magnétique normalisés ; celles-ci sont calculées à partir des vecteurs champs $\vec{e}(X,Y,Z)$, $\vec{b}(X,Y,Z)$ et de leurs dérivées $\frac{\partial^{i+j+k}\vec{e}}{\partial X^i \partial Y^j \partial Z^k}$ et $\frac{\partial^{i+j+k}\vec{b}}{\partial X^i \partial Y^j \partial Z^k}$ qui sont elles connues : elles font l'objet de descriptions explicites dans le code, à partir de modèles analytiques des champs, ou d'interpolation dans des cartes de mesures, etc.

3.7.2 Exemple de modèle de champ : multipôle magnéto et/ou électrostatique

Pour calculer le champ $B_n(X,Y,Z)$ d'un $2n$-multipôle magnétique dans un référentiel cartésien, ainsi que ses dérivées d'ordre quelconque par rapport aux trois coordonnées, $\frac{\partial^{i+j+k}\vec{B}_n(X,Y,Z)}{\partial X^i \partial Y^i \partial Z^k}$ ($i+j+k =$ 0 à 4), (avec par exemple, $n = 2$ pour le quadrupôle, $n = 6$ pour le dodécapôle, etc., on utilise l'expression du potentiel scalaire découlant de la résolution de l'équation de Laplace [89]

$$V_n(X,Y,Z) = (n!)^2 \left(\sum_{q=0}^{\infty}(-1)^q\,\frac{G^{(2q)}(X)(Y^2+Z^2)^q}{4^q q!(n+q)!}\right)\left(\sum_{m=0}^{n}\frac{sin\left(m\frac{\pi}{2}\right)Y^{n-m}Z^m}{m!(n-m)!}\right) \tag{3.7.4}$$

qui donne $B_n(X,Y,Z)$ et ses dérivées par dérivations successives. $G(X)$ est le gradient longitudinal, defini à l'entrée ou à la sortie de la lentille par $G(s) = \frac{G_0}{1+\exp(P(s))}$, avec $G_0 = \frac{B_0}{R_0^n}$, s étant la distance à la face magnétique. Dans le cas d'un multipôle électrostatique il suffit de faire subir aux $B_n(X,Y,Z)$ et dérivées ainsi obtenues une rotation de $\pi/2n$ pour obtenir le champ de la lentille droite. La superposition linéaire des champs magnétostatique et électrostatique ainsi obtenus donne le champ (idem pour les dérivées du champ) dans une lentille combinée, comme par exemple dans le cas des quadrupôles achromatiques au second ordre tels que mentionnés en Section 3.6.2 - page 36 et en Fig. 15.

L'abondance des données nécessaire à la définition de la lentille du point de vue du code Zgoubi, telles que reproduites ci-après, donne un aperçu de sa complexité.

```
'EBMULT'
0
10.2  10. 0. -9272.986 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0.  Champs des composantes electriques E1-E20
0.  0.  0.  0.  0.  0.  0. 0. 0. 0. 0.           Champ de fuite d'entree
6  .1122 6.2671 -1.4982 3.5882 -2.1209 1.723             idem
0.  0.  0.  0.  0.  0.  0. 0. 0. 0. 0.           Champ de fuite de sortie
6  .1122 6.2671 -1.4982 3.5882 -2.1209 1.723             idem
0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0.
10.2  10. 0.  1.89493  0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0.  Champs des composantes magnetiques B1-B20
0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.   0. 0. 0. 0.         Champ de fuite d'entree
6  .1122 6.2671 -1.4982 3.5882 -2.1209 1.723             idem
0.  0.  0.  0.  0.  0.  0.   0. 0. 0. 0.         Champ de fuite de sortie
6  .1122 6.2671 -1.4982 3.5882 -2.1209 1.723             idem
0.  0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0.                   (Defauts de) rotation des multipoles
.8                                               Pas d'integration (Delta-s)
1 0. 0. 0.                                       (Defauts d')alignement de la lentille
```

3.7.3 Exemples d'application

On trouvera des exemples d'application en Section 3.2.3, page 16 (phénomènes d'interférences à LEP), en Section 3.5.2, page 31 (transport de spin dans SATURNE), en Section 3.6.2, page 36 (achromat au second ordre magnéto-électrostatique), et bien d'autre encore en bibliographie (*e.g.*, [45, 46, 87, 55, 44, 58, 66, 67, 69, ...]).

3.7.4 Thèmes porteurs

Charge d'espace

On peut citer comme possible sujets d'investigations, la question du transport des particules en présence de charge d'espace, en connexion avec les projets d'installations de protons à haute intensité telle que IPHI au CEA [75], avec pour objectif la maîtrise de la dynamique et le contrôle du halo. On peut aussi s'appuyer pour cela sur des travaux actuellement en cours au CEA [90].

Rayonnement synchrotron

En matière de rayonnement synchrotron, basse fréquence en particulier (*cf.* Sections 3.2.2 et 3.2.4), un développement très utile serait d'inclure la composante "champ proche" nécessaire à l'évaluation correcte des phénomènes, dont l'expression est (*cf.* Eq. 3.2.2, page 14, pour les notations et pour comparaison avec la composante "champ lointain")

$$\vec{\mathcal{E}}_{proche}(\vec{n},\tau) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\gamma^2}\frac{\vec{n}(t)-\vec{\beta}(t)}{r^2(t)\left(1-\vec{n}(t)\cdot\vec{\beta}(t)\right)^3} \tag{3.7.5}$$

Machines circulaires

On peut citer comme autre thème de développement, l'outillage indispensable à une utilisation du code en calculs relatifs aux machines circulaires : transport des fonctions bétatron, calculs de chromaticité, de variation des nombres d'onde de la machine en fonction de la dispersion en moment ou de l'amplitude transverse du mouvement, etc., sachant que, d'une part, les diverses applications [45, 46, 87, 91] ont montré l'intérêt de la méthode d'intégration numérique pas à pas pour certaines études fines des effets de défauts de champs, par exemple, et que, d'autre part, Zgoubi est un bon candidat aux études d'ouverture dynamique, par exemple dans le LHC.

Zgoubi présente un intérêt particulier du point de vue de la précision de la méthode d'intégration : l'ordre de troncature des développements en série donnant le champ en un point quelconque de l'espace (X,Y,Z) (Eq. 3.7.4), ainsi que l'ordre de troncature des séries de Taylor donnant le mouvement (Eq.3.7.3), peut être rendu arbitrairement grand. La précision de l'intégration au moyen de ces dernières peut de même être rendue aussi grande que l'on veut en diminuant le pas d'intégration Δs (avec toutefois une limite inférieure donnée par la troncature du calculateur, limite repoussée très loin si l'on travaille en double, voire en quadruple précision). Les récents travaux dans le domaine du tracé de trajectoires et en particulier son application aux défauts des quadrupôles à fort gradient (*e.g.*, ceux des points de collision du LHC) [47, 92, par exemple] sont un bon indicateur de l'intérêt de méthodes de tracé de trajectoires performantes.

3.8 Perspectives

Les Sections intitulées "Thèmes porteurs" qui apparaissent en conclusion aux domaines d'activités dont je traite dans ce rapport donnent un bon aperçu de prolongements possibles des recherches dans lesquelles je suis actuellement engagé, en rayonnement synchrotron (page 19), en méthodes de transport de protons polarisés, effets des champs non-linéaires, etc. (page 32), en méthodes de calcul et de conception de l'optique corpusculaire (pages 37 et 42).

J'ajouterai quelques mots concernant les perspectives de recherche en dressant un tableau (succint) de l'état des lieux en matière de grands projets d'accélérateurs[43] - ou de projets de grands accélérateurs- circulaires, liés à la physique des hautes énergies, qui sont des sources quasi-inépuisable de sujets de thèses, stages et autre post-doc, comme le montre l'activité - doctorale par exemple - règnant dans les laboratoires actuellement engagés dans ce type de projets (CERN, FERMILAB, DESY, KEK, *etc.*).

Il existe plusieures catégories de grandes machines, intéressant des domaines différents dont les principaux sont, la physique des hautes énergies (avec par exemple le projet LHC[44], au CERN), les usines à particules (*e.g.*, DAPΦNE, usine à Φ, Frascati, Italie), les machines à rayonnement synchrotron (*e.g.*, le projet CEA-CNRS de source de $3^{\text{ème}}$ génération S3G - anciennement SOLEIL).

En matière de physique des hautes énergies le devant de la scène est occupé par deux grands types de projets : le VLHC (pour Very LHC), à aimants conventionnels ou bien à aimants supraconducteurs, et le projet de collisionneur de muons. Les Figs. 17,18 donnent un aperçu de ces grands instruments.

Les projets de V-LHC

C'est dans les collisionneurs de hadrons qu'ont été réalisées les dernières découvertes en physique des particules :

- les bosons intermédiaires $W^{\pm}$ et Z^0, au Sp$\bar{\text{p}}$S
- le top-quark au Tevatron

et il n'est pas exclu que TeV33 (modifications au Tevatron, pour atteindre une luminosité de 10^{33}) permette de mettre en évidence le bosons de Higgs (à moins que ce ne soit le LEP...).

La raison en est que ces machines permettent d'atteindre les énergies les plus élevées (2×300 GeV au Sp$\bar{\text{p}}$S en 1981, 2×1 TeV au Tevatron en 1986), en raison de l'absence de rayonnement synchrotron significatif.

Le LHC [24] permettra un bond d'un facteur 7 en énergie avec 2×7 TeV, mais sa construction est acquise, et la communauté des physiciens des accélérateurs tourne bien entendu déjà ses regards vers la prochaine machine. A l'instar du LHC celle-ci devrait être une collaboration internationale, du fait entre autre du coût par TeV.

Les projets actuels ("Very-LHC[45]", Fig. 17) tablent sur 2×50 TeV avec une luminosité de $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ et un injecteur de 3 TeV [93]. Trois technologies sont envisagées, du point de vue magnétisme : champ faible, aimants chauds (2 T), champ élevé, aimants supraconducteurs type LHC (7 à 10 T, température de 4,5 à 1,9 K), aimants supraconducteurs en nouvelles technologies, voire, à haute température (12,5 T, voire beaucoup plus, température de 4,5 à 100 K).

Une particularité des machines à haut champ ($B > 10$ T) est que le rayonnement synchrotron atteint un niveau suffisant ($\approx 300\ kW$ pour 2×50 TeV) pour rendre significatif l'amortissement adiabatique (typiquement ≈3,8 heures à 50 TeV pour 10 T). Cela favorise la luminosité et autorise d'une part à décroître l'intensité du faisceau, d'autre part à relâcher les contraintes d'émittance à l'injection.

[43] Pour en savoir plus : http://www-acc-theory.kek.jp/ICFA.
[44] LHC sur web : http://wwwlhco1.cern.ch.
[45] V-LHC sur web : http://www-ap.fnal.gov/VLHC.

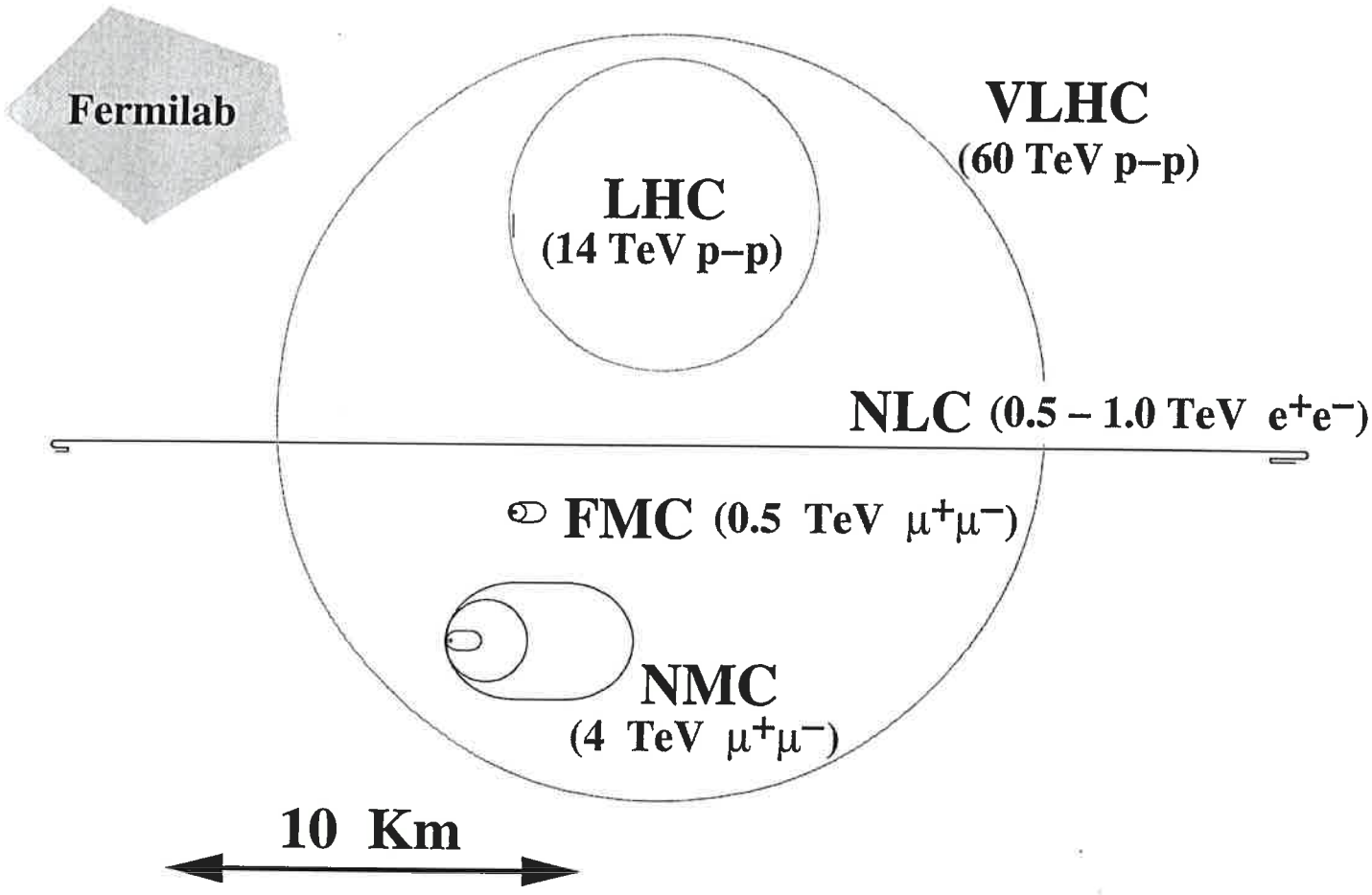


Figure 17: Comparaison des dimensions des différents collisionneurs de hadrons ou de leptons, en projet ou existants [94].

Collisionneurs de muons

Les collisionneurs de muons[46] ont été proposés en 1983. Ce type de machine est maintenant l'objet d'une collaboration entre plusieurs laboratoires US (BNL, Fermilab, Berkeley, Princeton, etc.) [94, 95].

L'intérêt des collisionneurs de muons est de deux ordres. En ce qui concerne la physique ils présentent par rapport aux collisionneurs de hadrons l'avantage de l'énergie effective, comme les collisionneurs e+e− ; en ce qui concerne le complexe d'accélérateurs, les muons ayant une masse (environ 300 fois) plus grande que les électrons ils rayonnent sensiblement moins que les électrons (la perte d'énergie par rayonnement synchrotron va comme la puissance 4 de l'inverse de la masse), les machines peuvent donc être circulaires et, à dimensions comparables (Fig. 17), atteindre des énergies beaucoup plus élevées qu'en électrons.

La Fig. 18 schématise ce que serait un complexe accélérateur destiné à alimenter un collisionneur de muons de 0.5×0.5 TeV ou 2×2 TeV. La Fig. 17 compare ses dimensions à celles d'installations existantes ainsi qu'au V-LHC.

[46] Muon collider sur web : http://www.fnal.gov/projects/muon_collider

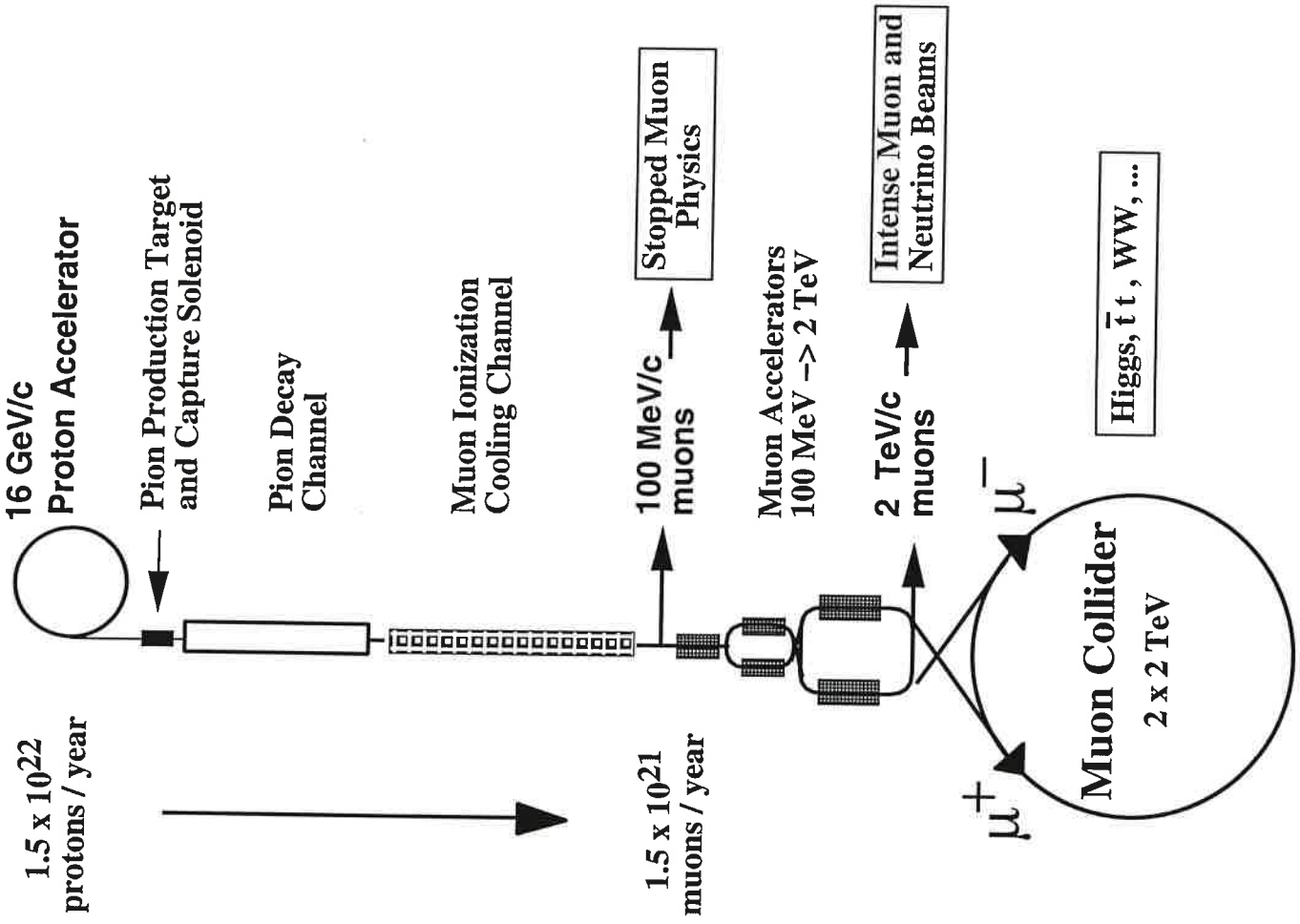


Figure 18: Schéma du complexe accélérateur alimentant un collisionneur de muons [94].

Nomenclature

α	paramètre d'ellipse, voir β
β, α, γ	paramètres de l'ellipse d'éq. $\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon_x/\pi$ dans l'espace des phases (x, x')
$\vec{\beta}$	$= \vec{v}/c$
$B\rho$	rigidité d'une particule $= \frac{moment}{charge} \equiv p/q$
c	vitesse de la lumière
E	énergie d'une particule $= \gamma mc^2$
E_0	énergie au repos d'une particule $= mc^2$
ϵ_0	$= 1\,/\,\mu_0 c^2$
$\epsilon, \epsilon_{x,y}$	invariant de l'optique, surface de l'ellipse d'éq. $\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon/\pi$
γ	$= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = E/E_0$ $(\beta = v/c)$, facteur relativiste de Lorentz
γ	$=(1+\alpha^2)/\beta$, paramètre d'ellipse, voir β
K	force d'une lentille, définie par $K_{2p+1} = B_p/a^{2p+1}B\rho$ où a est le rayon de gorge (rayon du cercle tangent au pôle) de la lentille, B_p est le champ au pôle, $2p+1$ est le nombre de pôles
m	masse relativiste d'une particule
μ_0	$= 4\pi\,10^{-7}$(SI)
$\vec{n}$	$=\vec{r}/r$, vecteur unitaire dans la direction d'observation du rayonnement synchrotron
ω	$2\pi\times$fréquence d'observation du rayonnement synchrotron
$\vec{p}$	moment d'une particule $= \gamma m\vec{v} = \vec{\beta}E/c$
ϕ	composante de l'angle d'observation du rayonnement synchrotron contenue dans la plan de la trajectoire de la particule
$(\,)'$	$=d(\,)/ds$, dérivée d'une quantité par rapport à l'abscisse curviligne
ψ	angle que fait la direction d'observation du rayonnement synchrotron avec le plan de la trajectoire de la particule
q	charge d'une particule
s	abscisse curviligne d'une particule
σ	dimension rms d'un faisceau d'émittance ϵ, soit $\sigma = (\beta\epsilon/\pi)^{1/2}$
x, y, z	coordonnées d'une particule dans le référentiel tangent à sa trajectoire (référentiel de Serret-Frenet)
x', y', z'	derivées des coordonnées d'une particule par rapport à son abscisse curviligne
$\vec{v}$	vitesse d'une particule

Liste des figures

1 Figure de gauche : demi-culasse de l'aimant onduleur. Figure de droite : spectre rayonné par un faisceau de protons de 270 GeV, et spectre de l'effet de bord qui montre le gain ainsi obtenu. 12

2 Figure de gauche : dispositif de détection du rayonnement onduleur au Spp̄S ; Figure de droite : profil transverse du faisceau obtenu par traitement d'image. 12

3 Système de référence dans le laboratoire et notations utilisées dans le texte. La particule tourne avec la vitesse $\omega_0 = c/\rho$; le rayonnement synchrotron qu'elle émet est observé à grande distance r (supposée constante) sous l'incidence arbitraire (ϕ, ψ). 14

4 Doublet impulsionnel de rayonnement synchrotron dû à une paire de dipôles (Fig. de gauche). Le spectre interférentiel qui en résulte (Fig. de droite) est affecté d'une forte perte d'intensité au voisinage du zéro, là où le spectre d'un unique dipôle (l'enveloppe des oscillations) serait au contraire maximal. 16

5 Densité spectrale angulaire d'énergie $\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi$ du rayonnement synchrotron à basse fréquence. Figure de gauche : composante de polarisation parallèle au plan de déviation de la particule ; Figure de droite : composante de polarisation orthogonale. Les pics de rayonnement aux extrémités du dipôle sont dus à l'effet de bord [23]. 18

6 Densité $\partial^3 W/\partial\omega\partial\phi\partial\psi$ issue d'un dipôle de déviation $(2/\gamma)$. Les graphes sont normalisés comme en Fig. 5 pour mettre en évidence le gain obtenu. *Fig. de gauche* : composante σ du rayonnement ; *Fig. de droite* : composante π. 18

7 *Figure de gauche* : poire de diffusion d'électrons de 20 keV dans un masque au chrome recouvert d'un-demi micron de résine électrosensible [32]. *Figure de droite* : profil radial de dépôt d'énergie dans la résine ; comparaison entre les simulations numériques Monte Carlo et les modèles à 2 ou 3 gaussiennes. 22

8 Figures du haut : profils d'énergie déposée dans la résine recouvrant une plaquette de silicium. Figures du bas : simulation numérique des motifs géométriques ainsi obtenus après dissolution de la résine (en deux étapes de respectivement 50 s (1) et 180 s (2)), compte non-tenu (à gauche), ou bien compte tenu (à droite) d'une compensation des effets de proximité. 23

9 Schéma du LHC. 25

10 Figure de gauche : schéma de la dispersion perturbative horizontale d_x due à un croisement des faisceaux à l'IP (situé au centre de la figure) d'angle total $2x' = 200\,\mu$rad. La dispersion D_x due aux dipôles des arcs est ainsi modulée en amplitude (courbe "$D_x + d_x$") sous l'effet de la perturbation d_x. Figure de droite : Dispersion verticale résiduelle dans l'Octant 5 après compensation de l'angle de croisement $2z'^* = 2\,10^{-4}$ rad à l'IP5 ($\beta_z^* = 0{,}5$ m) avec quatre paires de quadrupôles tournés placés aux extrémités des arcs adjacents. 27

11 Mouvement dans l'espace des phases vertical au point d'interaction 5 du LHC, à la limite de stabilité, en présence d'un défaut b_{10} dans les quadrupôles faible-β ainsi que d'angles de croisement de 0,28 mrad (total) inclinés à 45 deg. aux points d'interaction 1 et 5. La particule a été lancée pour 1000 tours avec les coordonnées initiales x=x'=y=0 et $y' = 11{,}0\,\sigma$. 29

12 Figure de gauche : évolution de la composante verticale S_z du spin d'un proton lors de la traversée d'une résonance dépolarisante forte (A) ou faible (B) ; le cas (C) est celui d'une traversée multiple en présence de mouvement synchrotron. Figure de droite : franchissements successifs de deux résonances voisines, séparées soit (A) de 8 fois la largeur des résonances, soit (B) de 2,8 fois seulement. 31

13 Figure de gauche : assemblage optique typique d'un système d'expansion de faisceau, et enveloppes linéaires (1) et non-linéaires (3,5) qui en résultent ; l'uniformisation à la cible est assurée par les multipôles OH et OV. Figure de droite : section transverse du faisceau uniformisé à la cible. 34

14 Figure de gauche : principe de l'uniformisation au moyen de distortions optiques d'ordre impair. Figure de droite : densités transverses à différentes abscisses en aval de la lentille non-linéaire. 35
15 Figure de gauche : ensemble de 50 trajectoires formant un tube faisceau dans l'étage final d'une microsonde utilisant un doublet quadrupôlaire électro-magnétostatique. Figure de droite : section transverse de la sonde submicronique ($\approx 0{,}7\,\mu m \times 0{,}4\,\mu m$) au point image, à l'extrémité droite de la ligne en présence d'une dispersion en moment $-3\,10^{-4} < \delta p/p < 3\,10^{-4}$ uniforme. (En présence de quadrupôles purement magnétostatiques la dimension de cette sonde serait environ 25 fois plus grande du seul fait de cette dispersion). 37
16 Vitesse et position d'une particule dans le repère de référence. 40
17 Comparaison des dimensions des différents collisionneurs de hadrons ou de leptons, en projet ou existants [94]. 45
18 Schéma du complexe accélérateur alimentant un collisionneur de muons [94]. 47

Références

[1] J. Bosser, L. Burnod, F.Méot, A Riche, Projet d'ondulateur magnétique, CERN/SPS/ABM/JB/Rapport 80-8, CERN, 03/04/1980.

[2] U. Jansson, F. Méot and M. Mottier, Mémorandum CERN/SPS/EMA du 21/08/80.

[3] U. Jansson, R. Keizer, F. Méot and M. Mottier, Construction of an undulator magnet for 270 GeV p and $\bar{p}$, CERN/SPS/EMA/81-19 (1981).

[4] R. Bossart, J. Bosser, L. Burnod, E. d'Amico, G. Ferioli, J. Mann et F. Méot, Beam profile measurements with synchrotron light, NIM 184 (1981) 349

[5] A. Hofmann and F. Méot, Optical resolution of beam cross-section measurement by means of synchrotron light, report CERN/ISR-TH/82-04 (1982) , NIM 203 (1982) 483

[6] The 300 GeV programme, rapport CERN/1050, janvier 1972.

[7] A p-$\bar{p}$ colliding beam facility, rapport CERN/SPSC/80-27/T-21 (1980).

[8] J. Bosser, L. Burnod, R. Coisson, G. Ferioli, J. Mann et F. Méot, Characteristics of the radiation emitted by protons and antiprotons and in an undulator, J. Phys. Lett. 45 (1984) L-343.

[9] F. Méot, Synchrotron radiation interferences at the LEP miniwiggler, Report CERN SL/94-22 (AP), 1994.

[10] C. Bovet, A. Burns, F. Méot, M. Placidi, E. Rossa, J. de Vries, Synchrotron radiation interferences between small dipoles at LEP, Report FERMILAB-Conf-97-155, Proc. PAC-97 Conf., Vancouver, BC., Canada, May 1997 ;
C. Bovet, A. Burns, F. Méot, M. Placidi, E. Rossa, J. de Vries, Synchrotron radiation interferences between short dipoles at LEP, Report CERN SL/97-59 (BI), Nov. 1997.

[11] C. Bovet, M. Placidi, A dedicated synchrotron radiation source for LEP beam diagnostics, LEP Note 532, CERN, 11/4/85.

[12] K. Hanke, Measurements of the bunch length of LEP with a streak camera and comparison with results from LEP experiments, CERN SL/Note 95–65 (BI), CERN, 13/06/95, and Report PITHA 94/1, Physikalische Institute RWTH, Aachen, Germany, May 1994.

[13] G. Mülhaupt, C. Denise, Study of interferences with the visible synchrotron light emitted from various magnets at the ESRF. Use of optical images for diagnostic on the electron beam, (ESRF97MU193), NIM A, vol. 387, 319-327 ; C. Denise, Etude de la lumière synchrotron émise par des quadrupôles et des champs de fuite de dipôles. Intérêt pour le diagnostic machine, Thèse, Univ. Paris XI, 11 sept. 1996.

[14] F. Méot, A theory of low frequency, far-field synchrotron radiation, Report DSM/DAPNIA/SEA-98-05, CEA-Saclay, fév. 1998.

[15] J.D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 2nd Ed., J. Wiley and Sons, New York, 1975.

[16] A. Hofmann, Theory of synchrotron radiation, SSRL ACD-Note 38, SLAC, Sept. 1986.

[17] F. Méot, Procédé et dispositif de production de rayonnement synchrotron infra-rouge, Demande de Brevet, BREVATOME, dépôt INPI Num. 98 02073 (20/02/1998).

[18] F. Méot, Mesure de profil par rayonnement ondulateur des faisceaux de protons et antiprotons, Thesis, Divisional Report CERN/SPS/ABM 81-21 (ABM), CERN, 1981.

[19] R. Bossart, J. Bosser, L. Burnod, R. Coisson, E. d'Amico, A. Hofmann and J Mann, Observation of visible synchrotron radiation emitted by a high-energy proton beam at the edge of a magnetic field, NIM 164 (1979) 375-380.

[20] J. Bosser, C. Bovet et R. Jung, Preliminary studies on a profile monitor for the LHC using synchrotron radiation, CERN LHC/Note 192, 17 June 1992.

[21] R. Siemann, SLAC, private communication.

[22] J. Bosser et F. Méot, Effet Compton au SPS, mesure de profil du faisceau, CERN/SPS/AMB/80-17 (1980).

[23] O. V. Chubar, Precise computation of electron-beam radiation in nonuniform magnetic fields as a tool for beam diagnostics, Rev. Sci. Instrum. 66 (2), Feb. 1995.

[24] The Large Hadron Collider, Conceptual Design, CERN/AC/95-05 (LHC), CERN, 20 Oct. 1995.

[25] Travaux de thèse sur la cohérence en rayonnement synchrotron X et son utilisation en analyse de structure, au laboratoire de M. Belakhovsky, DRFMC, CEA-Grenoble, 1998.

[26] Y.-L. Mathis, P. Roy et als., Magnetic field discontinuity as a new brighter source of infrared synchrotron radiation, Phys. Rev. Lett., vol. 80, Num. 6 (9 Feb. 1998) 1220-1223.

[27] En collaboration avec J. Bosser (CERN/PS), C. Bovet(CERN/SL/BI).

[28] F. Méot, Programme de calcul du temps d'exposition des résines sensibles aux R-X, CEA/LETI/MSC/1431 (1982).

[29] J. Laclare et als., Machine à rayonnement synchrotronMARS, Rapport interne, Laboratoire National SATURNE, CEA-Saclay.

[30] F. Méot et J. Hartman, Mesures dimensionnelles sur les circuits intégrés, CEA/LETI/MSC/1454 (1983).

[31] M. Belakhovski et F. Méot, La lithographie par rayons X, CEA/LETI/MSC/1506 (1985), Séminaire SFP, CEA, Grenoble, 1985.

[32] B. Dal'zotto, H. Dugourd, M. Lerme, F. Méot, Simulation de l'interaction électrons-matière par méthode de Monte-Carlo, CEA/CENG/LETI/MSC/1491 (1985) ;
B. Dal'zotto, H. Dugourd, M. Lerme, F. Méot, Advances in proximity effects measurement and correction in electron beam lithography, Proc. M.E. Intern. Conference Rotterdam, 105-112 (1985).

[33] F. Méot, Compensation des effets de proximité en lithographie électronique par exposition complémentaire aux U.V., Demande de Brevet Européen par BREVATOME, dépôt INPI Num. EN8600939 (01/1986)

[34] F. Méot, Procédé de microlithographie optique par contact, Demande de Brevet Européen, BREVATOME, dépôt INPI Num. EN8601705 (02/1986)

[35] F. Méot et als., Masquage électronique : premiers niveaux M.O.S. denses en $0.2\,\mu m$, Compte-rendu de mission, Philips, Eindhoven, 24-27 mars 1986.

[36] F. Méot et M. Belakhovski, Les différentes sources de lumière synchrotron, CEA/LETI/MSC/1453 (1983).

[37] T. Aniel, J.M. Filhol, F. Méot et J. Payet, Commandes et contrôles de MIMAS, Bulletin Interne de SATURNE Num.12, CEA/IRF/LNS, 1987.

[38] P. Audy, Le mouvement transverse dans un accélérateur affecté de non-linéarités hexapôlaires. Application au problème de l'ouverture dynamique, thèse, Université de Paris Sud, Orsay, 15 juin 1989.

[39] X. Luo, F. Méot and W. Scandale, The LHC lattice, version 3, CERN SL/94-98 (AP) (1994) ;
A. Garren, X. Luo, F. Méot and W. Scandale, The LHC lattice, version 4, CERN SL/95-06 (AP) (1995) ;
W. Scandale et als., The lattice of the CERN Large Hadron Collider , Proc. PAC-ICHEA conf., 1-5 May 1995, Dallas, Texas, USA.

[40] E.D. Courant and H.S. Snyder, Theory of the alternating-gradient synchrotron, Ann. of Phys., vol.3, pp.1-48, 1958.

[41] F. Méot, T. Tortschanoff, Combined function focusing, combined function superconducting dipole, for Large Hadron Colliders, CERN SL/Note 94-97 (AP) (1994)

[42] F. Méot, Crossing angle induced dispersion in LHC, FNAL Report FERMILAB-TM-2001, June 1997 ; Correction of vertical crossing induced dispersion in LHC, CEA/DSM/DAPNIA/SEA-97-15, Nov. 1997, FNAL Report FERMILAB-TM-2020, Nov. 1997, LHC Note 122, CERN, Dec. 1997 ; Perturbation of the Periodic Dispersion Under Beam Crossing Optics in LHC, FNAL Report FERMILAB-Conf-97-156, 1997, Proc. PAC-97 Conf., Vancouver, BC Canada, 1997.

[43] H. Grote, F. C. Iselin, The MAD program, User's Reference Manual, CERN/SL/90-13 (AP), CERN, 19 Jan. 1995.

[44] F. Méot and S. Valéro, *Zgoubi users' guide*, Rapport DSM/DAPNIA/SEA/97-13, CEA-Saclay, déc. 1997, et FERMILAB-TM-2010, Fermilab, Batavia, IL, USA, Dec. 1997.

[45] F. Méot, On the effects of fringe fields in the LHC ring, CEA/DSM/LNS/GECA/GT 95-06 (1995), Proc. Workshop on Single-particle effects in Large Hadron Colliders, Montreux, Switzerland, 15-21 oct. 1995, Particle Accelerators, Vol. 52, 1996.

[46] F. Méot and A. París, Concerning effects of fringe fields and longitudinal distribution of b_{10} in LHC low-β regions, FNAL Report FERMILAB-TM-2017, Aug. 1997.

[47] M. Venturini and Alex Dragt, Computation of exact transfer maps from magnetic field data, Proc. CPO5 Conf., Delft, The Netherlands, April 1998 ; W. Wan, C. Johnstone, J. Holt, M. Berz, K. Marino, M. Lindemann, The influence of fringe fields on particle dynamics in the Large Hadron Collider, Proc. CPO5 Conf., Delft, The Netherlands, April 1998.

[48] A. Faus-Golfe and A. Verdier, Dynamic aperture limitations of the LHC in physics conditions due to low-β insertions, Proc. EPAC Conf. 1996 ; A. Faus-Golfe and A. Verdier, Multipole compensation in the LHC low-β insertions, LHC Project Report 116, CERN, 9 June 1997 ; Proc. PAC Conf., Vancouver, 1997.

[49] Y.S. Derbenev and A.N. Kondratenko, Proc. 10th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Serpukhov, USSR, vol. 2 (1997) p.70. ; AIP Proc. n° 187, 8th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, 1988, Minneapolis, USA, vol. 2.

[50] M. Froissart et R. Stora, Dépolarisation d'un faisceau de protons polarisés dans un synchrotron, NIM 7 (1960) 297-305.

[51] L.G. Ratner, Siberian snake for the AGS, Proc. PAC Conf., San Francisco, CA., 1991.

[52] A.D. Krisch et als., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1137 ; J.E. Goodwin et als., Phys. Rev. Lett. 64, 23 (1990) 2779.

[53] V. Bargmann, L. Michel, V.L. Telegdi, Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435.

[54] D. Carvounas, *Suivi numérique de particules chargées dans un solénoïde*, Rapport de stage, Note CEA/LNS/GT, 1991.

[55] F. Méot, J.L. Lemaire, Etude d'une version blindée du solénoïde SOLSPIN, CEA/LNS/GT/92-14 (1992).

[56] S. Turlur, Simulation des effets dépolarisants dans le synchrotron SATURNE pour la mise au point du logiciel de tracé de trajectoires Zgoubi, Note CEA/IRF/LNS/GT, 1992.

[57] F. Méot, A numerical method for combined spin tracking and raytracing of charged particles, Proc. EPAC 92, 747-749 Berlin, 24-28/3/92 ; F. Méot, A numerical method for combined spin tracking and raytracing of charged particles, CEA/LNS/GT/91-05 (1991), NIM A313 (1992) 492-500.

[58] F. Méot et A. Tkatchenko, Calculs optiques pour le spctromètre à kaons de GSI, CEA/LNS/GT/88-07 (1988).

[59] Status Report, The QD-Magnetic Kaon Spectrometer at SIS, Report GSI 05-88, Darmstadt, 1988.

[60] A. Beck et als., Contribution à l'étude d'un accélérateur à électrons de 4 GeV, CEA/LNS/DIR/89-05 (1989)

[61] Status report, Electron Laboratory For Europe, Accelerator Technical Proposal, Published by CNRS-IN2P3, ISN, Grenoble, France, 1994.

[62] J. Doornbos, Spreader and recombiner for 15-30 GeV electron accelerator, CEA/LNS/GT/ME/92-08, CEA-Saclay (1992).

[63] J. Doornbos, Conceptual design of 15 GeV spectrometer for future european electron accelerator, CEA/LNS/GT/ME/92-10, CEA-Saclay (1992).

[64] GANIL sur web : http://ganinfo.in2p3.fr.

[65] Laboratoire SOLEIL, mixte CEA-CNRS, 91 Gif sur Yvette.

[66] F. Méot, T. Aniel, On beam uniformization by non-linear optics, Proc. 2nd Int. Wrkshp. on Beam Dynamics and Optimization, St Petersburg, Russia, 4-8 Aug. 1995 ;
F. Méot and T. Aniel, Principles of the non-linear tuning of beam expanders, NIM A379 (1996) 196-205 ;
F. Méot and T. Aniel, Non-linear tuning and halo transport in beam expanders, Proc. EPAC96 Conf., Sitges, Spain, 1996, et rapport CEA/LNS/GT/(6-05, CEA-Saclay, 1996.

[67] F. Méot, Schéma de ligne à haute énergie et système d'expansion de faisceau pour Trispal, Rapport CEA/DSM/LNS/GECA/GT/95-07, CEA-Saclay, 1995.

[68] F. Méot, Generalization of the Zgoubi method for ray-tracing to include electric fields, NIM A340 (1994) 594-604, and Saturne report LNS/GT/93-09, CEA-Saclay (1993).

[69] F. Méot et A. Tkatchenko, Premiers résultats de l'étude du transport de faisceau de la microsonde du Laboratoire Pierre Sue, Rapport CEA/LNS/GT/93-04 (1993).

[70] Voir p. ex., Les 1001 usages de la microsonde nucléaire, *in* CEA-Saclay, Le Journal, n° 1, sept. 1997, pp 6, 7.

[71] P.H.A Mutsaers, Design and realisation of the Eindhoven scanning proton microprobe, PhD Thesis of the Techn. Univ. Eindhoven, The Cyclotron Laboratory, Eindhoven University of Technology, 1995.

[72] F. Méot and S. Valéro, *Zgoubi users' guide*, TRIUMF Report TRI/CD/90-02 (1990).

[73] P.F. Meads, A nonlinear lens system to smooth the intensity distribution of a gaussian beam, IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. NS-30, No 4, Aug. 1983.

[74] E. Kashy, B. Sherrill, Method and apparatus for uniform charged particle irradiation of a surface, United States Patent Num. 4,736,106, Apr. 5, 1988.

[75] Projet IPHI, DSM/DAPNIA/SEA, CEA-Saclay.

[76] V. M. Kel'man and S. Ya. Yavor, Achromatic quadrupole electron lenses, Soviet Physics - Technical Physics, vol. 6, No 12, June 1962.

[77] R.W. de Leuuw et als., Derivation of the trajectory equations of achromatic quadrupoles with hamiltonian theory, Report Eindhoven Univ. Techno. (1990).

[78] B. Blind, Generation of a rectangular beam distribution for irradiation of the accelerator production of tritium target, Proc. 15th Int. LINAC Conf., 1990.

[79] D.P. Rusthoi et als., Non linear beam expander for ESNIT, Proc. 17th Int. LINAC Conf., KEK, Tsukuba, Japan, Aug. 21-26 1994.

[80] Y. K. Batygin, Nonlinear potential distribution for high current beam transport without emittance growth, Proc. LINAC 94 Conf., 1994 ;

[81] Projet TRISPAL, Livre blanc, à paraître, CEA-DAM-B3 (1998).

[82] P. H. Mutsaers, Design and realisation of the Eindhoven scanning proton microprobe, PhD Thesis, Techn. Univ. Eindhoven, 1995.

[83] S. Kowalski and H.A. Enge, RAYTRACE, MIT, Cambridge MA 02139, USA, July 1987.

[84] J. Thirion et P. Birien, Le spectromètre SPES II, Note DPh-N/ME, CEA-Saclay, 23 déc. 1975.

[85] P. Birien, Low-energy kaon-beam lines, Report CERN-EP/82-90, CERN, 29 June 1982, Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Phys., Heidelberg, 20-24 June 1982.

[86] P. Birien et S. Valéro, *Projet de spectromètre magnétique à haute résolution pour ions lourds*, Section IV p.62, Note CEA-N-2215, CEA/CEN-Saclay, mai 1981.

[87] F. Méot, On the effects of fringe fields in the Recycler ring, FNAL Report FERMILAB-TM-2016, Aug. 1997.

[88] D. Bernard et als., Electron acceleration in the plasma beat-wave experiment at Ecole Polytechnique, Report X-LPNHE 94-07, Proc. 6th Wrkshp on Advanced Acc. Concepts, June 12-18 1994, The Abbey on Lake Geneva, WI, USA

[89] G. Leleux, *Compléments sur la physique des accélérateurs*, cours de DEA Paris VI, Rapport interne CEA/LNS/86-101, CEA/CEN-Saclay, March 1986.

[90] P. Lapostolle, A.M. Lombardi, S. Nath, E. Tanke, S. Valero, T.P. Wangler, A new approach to space charge for LINAC beam dynamics codes, Proc. 18th Int. Conf. LINAC96, Geneva, Switzerland (1996) 375-377 ; P. Lapostolle, A.M. Lombardi, E. Tanke, S. Valero, R.W. Garnett, T.P. Wangler, A modified space charge routine for high intensity bunched beams, NIM A 379 (1996) 21-40.

[91] F. Méot, *A numerical method for combined spin tracking and raytracing of charged particles*, NIM A313 (1992) 492, and proc. EPAC (1992) p.747.

[92] M. Berz, COSY infinity Version 8, NSCL, MSU, MI, USA.

[93] G.W. Foster, E. Malamud, Low-cost hadron colliders, Fermilab Report TM-1976, 21 June 1996.

[94] S. Geer, Muon colliders move nearer, CERN Courier, Dec. 1997.

[95] R.B. Palmer, Muon collider, introduction and status, Physics Dept., BNL, Upton, NY, USA (1998).

Index

Accélérateurs, 11, 24, 30
Achromat, 36
Activités collectives, 4
Activités professionnelles, 9

BETA, 22, 24, 36
Brevet, 7, 11, 19, 22

CEA, 1–5, 21, 33, 37, 39, 53
CERN, 1–5, 11, 24, 39, 40
CNRS, 9
Collaborations, 4
Conférences, 6
Cursus, 1

Détachements, 5

Emplois, 1
Encadrement de thèse, stage, 2, 3, 11, 30
Enseignement, 2
Enveloppe non-linéaire, 35
ESRF, 11, 17

FERMILAB, 2–5, 24, 25, 39, 40

Halo, 35

IN2P3, 9
INFN, 40
Infrarouge, 11, 19
Interference, 16

LETI, 1, 21, 23
LHC, 24, 25, 28
LNS, 24, 30, 33, 37, 39
Lorentz, 40

Micro-électronique, 9, 21
Micro-onde, 11, 19
Missions, 5
Multipôle, 41

Optique corpusculaire, 30, 33, 34, 39

Perspectives, 44
Pierre Sue, 38
Publications, 6

Rapports de revues, 6
Rapports internes, 7
Rayonnement synchrotron, 1–3, 5, 11, 16–19
Referee, 4

S3G, 44
SATURNE, 30
SOLEIL, 33, 44
Spin, 30

Thèse, 11
Transformée de Fourier, 15
TRIUMF, 33

Uniformisation, 33

Workshops, 6

Zgoubi, 28, 30, 31, 37, 39

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE GRENOBLE

UST/EC/PMC/REPROGRAPHIE/1998